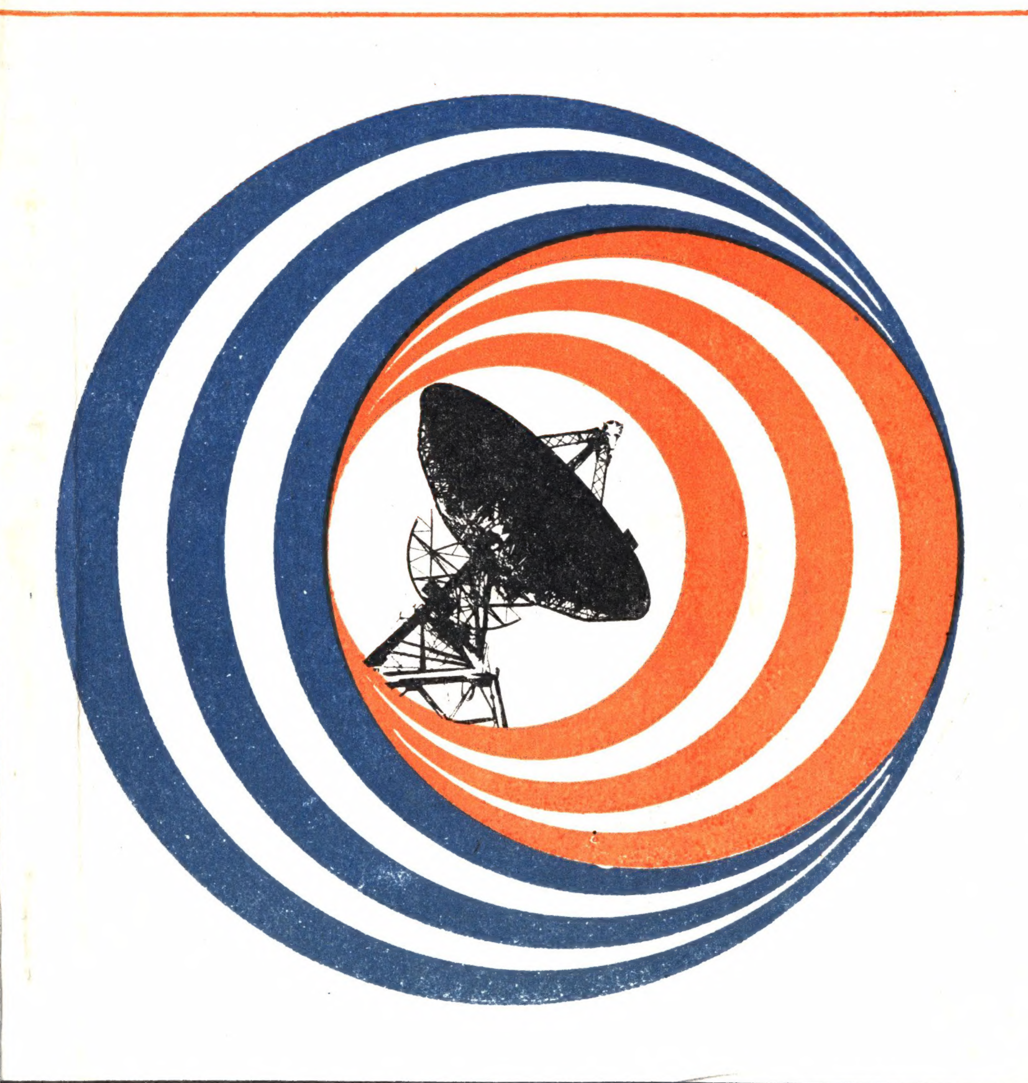
М. П.

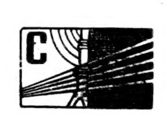
АНТЕННЫ ИЗЛУЧАЮТ!



А К

М. П. ДОЛУХАНОВ

АНТЕННЫ ИЗЛУЧАЮТ!



ИЗДАТЕЛЬСТВО «СВЯЗЬ»
МОСКВА 1973

6Ф2

Д64

УДК 621.396.67

Долуханов М. П.

Д64 Антенны излучают! М., «Связь», 1973.
144 с. с илл. и библ.

В книге в доступной форме изложены сведения об основных типах современных антенн. Изложены принципы их работы, указаны области применения. Описаны наиболее перспективные пути развития антенной техники. Книга будет полезна широкому кругу читателей, интересующихся настоящим и будущим антенных систем.

6Ф2

Д $\frac{0342-6}{045(01)-73}$ 23—73



Оглавление

Стр.

Стр.

Глава 13. ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

Глава 14. РАЗВИТИЕ АНТЕННОЙ ТЕХНИКИ

Посвящается памяти Сергея Ивановича Надененко

ПРЕДИСЛОВИЕ

В книге в популярной форме с применением, за малыми исключениями, аппарата элементарной математики описываются принципы работы антенн, используемых в радиовещательных и связных станциях и в других радиоустановках. Приводятся данные об устройстве антенн различных типов, расчетные формулы и графики, отображающие основные их особенности и характеристики. Рассматриваются перспективные типы антенн для современных систем связи, а также антенны оптических линий связи.

Книга рассчитана на радиотехников и радиооператоров различной квалификации, а также на широкий круг читателей, интересующихся развитием и новейшими достижениями в области антенной техники. Книга может служить учебным пособием для изучающих курс антенн в техникумах и профессиональных школах.

Автор считает своим приятным долгом выразить большую благодарность чл.-кор. АН СССР А. А. Пистолькорсу и инж. Н. И. Бабкину, замечания которых были учтены при переработке рукописи.

Особенную признательность выражаю проф. А. З. Фрадину, чье пристальное внимание способствовало улучшению книги.

Отзывы о книге направлять по адресу: Москва-центр, Чистопрудный бульвар, 2, изд-во «Связь».

Автор.

Глава 1

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АНТЕННЫХ УСТРОЙСТВАХ

1.1. Возникновение и развитие антенной техники

Изобретатель радио А. С. Попов первым применил антенну в качестве средства увеличения дальности действия беспроволочного телеграфа. Как известно, к идее создания беспроволочного телеграфа А. С. Попов пришел при разработке в Учебном офицерском минном классе в Кронштадте, где он читал курс физики, установки для лекционного демонстрирования опытов Герца. До этого самим Герцем и его последователями в качестве источника электромагнитных волн применялся вибратор (рис. 1.1) в виде двух стержней, между концами которых, обращенными друг к другу, находился искровой промежуток, а на противоположных концах — металлические шары или пластины.

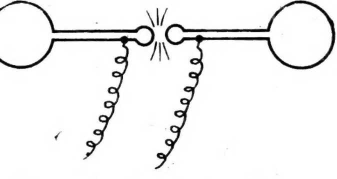


Рис. 1.1. Вибратор Герца

Совершенствуя приборы для демонстрации опытов Герца, А. С. Попов нашел им новое применение — в качестве средства передачи сигналов без проводов. Для этого А. С. Попов видоизменил схему приемного устройства, применив когерер с автоматическим встряхиванием и заменив один из шаров (рис. 1.1) вертикальным проводом, а другой соединив с землей. Правда, первая приемная антенна Попова представляла собой вертикальный провод длиной всего в 2,5 м [1]. Однако, используя свое приемное устройство в виде грозоотметчика, А. С. Попов уже летом и осенью 1895 г. во время опытов в Лесном институте в Петербурге в качестве антенны использовал громоотвод с системой заземления.

Во время экспериментов по беспроволочному телеграфированию на Кронштадтском рейде в мае 1897 г. А. С. Попов применял приемную антенну высотой 9 м, а в июле того же года на передающей станции, сооруженной на острове Тейкар-Сари, работала передающая антенна высотой 18 м. В августе 1899 г. А. С. Попов пользовался антенной высотой 100 м, поддерживаемой воздушным змеем.

Таким образом, антенна (рис. 1.2) представляла собой вертикальный заземленный провод с разрывом у основания. Применяя

антенны в режиме передачи, к зажимам *A* и *B* подводили источник энергии высокой частоты. При использовании антенны для приема колебаний зажимы *A* и *B* подключались к индикатору-когереру в первых опытах Попова, кристаллическому детектору в последующих приемных устройствах, наконец, к ламповым или полупроводниковым усилителям в современных условиях.

По ряду причин А. С. Попов в России, Г. Маркони в Англии и другие пионеры беспроволочного телеграфирования независимо друг от друга пришли к совершенно справедливому для уровня техники тех лет выводу, что для обеспечения возможно большей дальности передачи необходимо использовать наиболее длинные волны. В начале нынешнего столетия на станциях беспроволочного телеграфа применялись сверхдлинные (больше 10 000 м), длинные (1000—10 000 м) и средние (100—1000 м) волны по современной терминологии. Строители первых станций беспроволочного телеграфа стремились сделать собственную длину волны антенны по возможности, близкой к рабочей, т. е. к волне, на которой передаются сигналы. Из классических работ по электротехнике было известно, что собственная длина волны вертикального заземленного провода высотой h составляет $\lambda = 4h$. Поэтому, чтобы собственная длина волны заземленной вертикальной антенны была близка к 1000 м, ее высота должна составлять 250 м. Мачту такой высоты трудно установить даже на суше и невозможно на корабле.

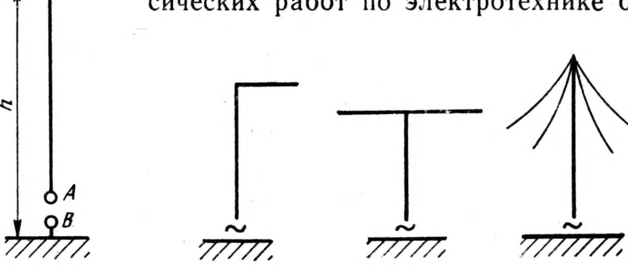


Рис. 1.2. Антенна А. С. Попова

Рис. 1.3. Г-образная, Т-образная и зонтичная антенны

Выход из создавшегося положения был найден благодаря антеннам (рис. 1.3), горизонтальная или наклонная часть которых часто выполнялась из системы проводов, расположенных в плоскости или вдоль образующей цилиндра (рис. 1.4).

Емкость, которой обладали горизонтальные провода антенны по отношению к земле, существенно удлиняла собственную волну. Антенны подобной конструкции очень удобно было устанавливать на военно-морских кораблях и судах торгового флота и тем более на береговых станциях. К этой категории проволочных антенн со сравнительно большой емкостью относительно земли относятся и арфообразные антенны.

Примерно с 1924 г. в технике радиосвязи начали применять короткие волны (λ от 10 до 100 м). По целому ряду технических причин, которые более подробно рассматриваются ниже, в этом диапазоне удобнее было применять симметричные (т. е. незаземленные) антенны, притом расположенные горизонтально над поверхностью земли. Такая антенна, называемая симметричным вибратором, схематически показана на рис. 1.5. Она весьма походит на вибратор, применявшийся в опытах Герца, без шаров и пластин на концах. Обозначив через «$2l$» полную длину вибратора, можно показать, что его собственная длина волны определяется соотношением $\lambda = 4\,l$. Например, при рабочей длине волны $\lambda = 30$ м длина вибратора должна составлять всего 15 м. Антенну такой длины легко установить как на береговых станциях, так и на судах.

По мере развития техники коротковолновой связи на береговых станциях и на крупных передающих центрах начинают применять сложные направленные антенны, составленные из большого числа полуволновых вибраторов. В каждом этаже такой многоэтажной антенны располагалось несколько вибраторов, иногда по шестнадцати.

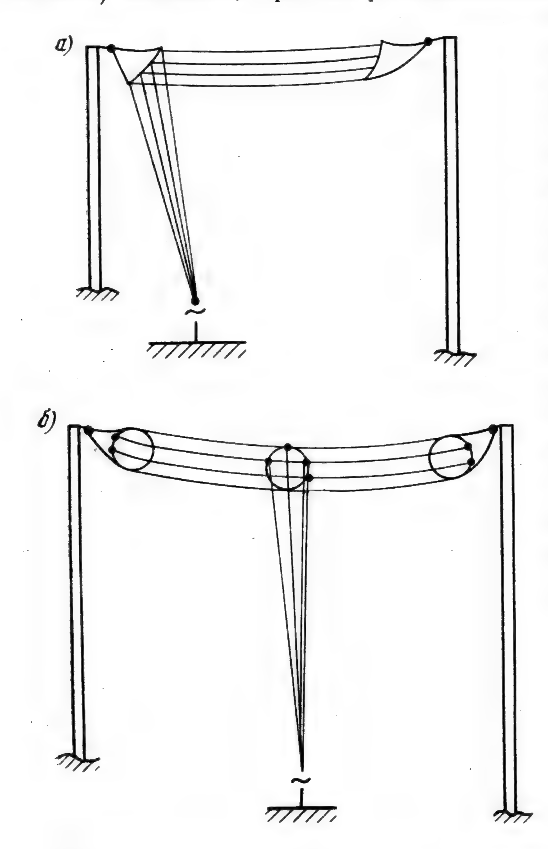


Рис. 1.4. Г-образная и Т-образная антенны с разветвленной горизонтальной частью

Рис. 1.5. Горизонтальный диполь

С середины тридцатых годов в технике связи и для нужд телевидения начали применять метровые волны (1—10 м). Однако волны этого диапазона почти не внесли ничего нового в антенную технику: для метровых волн, конечно, с меньшими линейными размерами применялись антенны коротковолнового типа. Причем мно-

гоэтажные антенны удавалось размещать даже на надстройках и мачтах судов.

Эра новых принципов работы и конструктивного оформления антенн началась в сороковых годах, когда в связи с развитием радиолокационной техники стали широко применяться дециметровые (10 см—1 м) и сантиметровые (1—10 см) волны. Антенны для волн этого диапазона получили форму акустических рупоров и оптических рефлекторов и линз. Металлический провод потерял свое доминирующее значение в качестве излучающего элемента. В таких антеннах излучение создавалось и формировалось по принципу оптических дифракционных систем, почему эти антенны получили название квазиоптических или дифракционных. По тому же принципу строятся антенны миллиметровых (1—10 мм) и субмиллиметровых (0,1—1 мм) волн.

В заключение два слова об антеннах оптического диапазона. Изобретение Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым и независимо от них американцем Ч. Таунсом в 1954 г. квантовых генераторов сделало возможным генерирование с помощью оптических квантовых генераторов (получивших впоследствие название лазеров) электромагнитных волн оптического диапазона, обладавших, в отличие от излучения света тепловыми источниками, свойствами когерентности и монохроматичности. Лазеры создают в оптическом диапазоне электромагнитные волны, обладающие всеми свойствами волн радиодиапазонов. Это дает основание называть излучение лазеров радиоволнами оптического диапазона. Антенны этого диапазона представляют собой обычные оптические системы типа телескопов (рефлекторов и рефракторов).

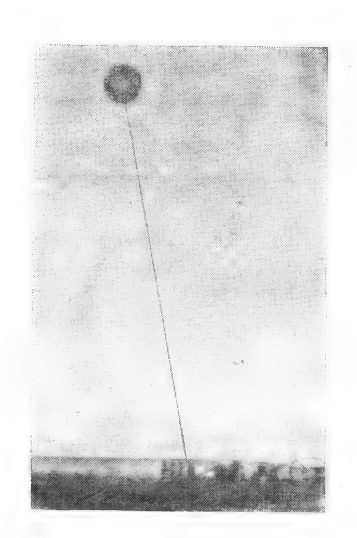


Рис. 1.6. Одна из первых антенн А. С. Попова

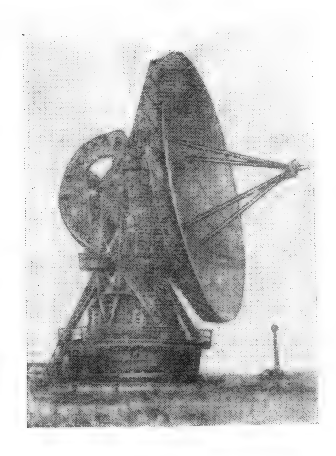


Рис. 1.7. Антенна для радиоастрономических наблюдений

Такова в общих чертах эволюция антенн от антенны Попова в виде вертикального заземленного провода до сложных параболических антенн, используемых в космических центрах и в радиоастрономии. На рис. 1.6 показана фотография одной из первых антенн А. С. Попова, а на рис. 1.7 — антенна физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР диаметром 22 м, используемая для радиоастрономических наблюдений.

1.2. Электромагнитное поле

Антенны радиостанций, радиолокационных и навигационных устройств излучают электромагнитное поле или, говоря точнее, электромагнитные волны. В то время как поле может быть электрическим, магнитным или электромагнитным, электрических и магнитных волн в природе не существует — волны могут быть только электромагнитные. Термин «электромагнитные» подчеркивает то обстоятельство, что в волнах электрические и магнитные поля взаимно связаны и одно поле без другого существовать не может.

Поясним сказанное примером. Между обкладками конденсатора возникает *чисто электрическое* поле при условии, если заряды на обкладках не меняются во времени. Аналогично этому вокруг провода, по которому протекает постоянный без пульсаций ток, возникает *чисто магнитное* поле. Форма силовых линий электрического поля между обкладками плоского конденсатора и форма магнитных силовых линий вокруг провода хорошо известны читателю из школьного курса физики. Однако сто́ит только измениться заряду конденсатора, а следовательно, электрическому полю, как немедленно *возникает* связанное с ним магнитное поле, которое в совокупнности с *меняющимся* электрическим образует электромагнитное поле. Аналогичные явления происходят при изменении силы, протекающего по проводу постоянного тока.

Законы изменения электромагнитного поля во времени и пространстве подчиняются уравнениям Максвелла. Хотя мы обещали в этой книге прибегать только к средствам элементарной математики, а в уравнения Максвелла входят понятия высшей математики, но их значение столь существенно, что решили привести эти уравнения в полной форме, снабдив их необходимыми комментариями.

Уравнений Максвелла два и в совокупности они образуют систему, подобно системам алгебраических уравнений. Переменными величинами в системе уравнений Максвелла являются: электрическое поле **E** и магнитное поле **H**. Каждая из этих величин зависит как от времени, так и от пространственных координат. Для воздуха уравнения Максвелла принимают вид

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \operatorname{rot} \mathbf{H} \\ \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= -\operatorname{rot} \mathbf{E} \end{aligned}\right\}. \qquad (1.1)$$

Здесь ε_0 — диэлектрическая, а μ_0 — магнитная проницаемости воздуха. В ур-ния (1.1) входят два символа, не применяемые в элементарной математике. Это, во-первых, производные $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ и $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$ по времени и векторные производные rot **H** (читается «ротор аш») и rot **E**. Жирный шрифт, которыми набраны **E** и **H**, означает, что эти величины являются векторами, т. е. что они характеризуются не только абсолютным значением, но и направлением в пространстве. Производные характеризуют быстроту изменения во времени соответственно электрического и магнитного полей, а роторы — наличие завихрения в плоскости, перпендикулярной направлению вектора. Это позволяет следующим образом объяснить физический смысл первого уравнения Максвелла:

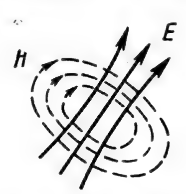


Рис. 1.8. Возникновение магнитного поля **H** при изменении электрического поля **E**

Если в некоторой точке пространства меняется во времени электрическое поле **E** *(точнее меняется по величине длина вектора* **E***), то в той же точке, в перпендикулярной вектору* **E** *плоскости, возникает вихревое магнитное поле.*

Такой же смысл в отношении поля **H** имеет второе уравнение Максвелла.

Это иллюстрируется рисунком 1.8, на котором сплошными линиями показаны силовые линии меняющегося во времени электрического поля, а штриховыми — завихряющиеся вокруг них линии магнитного поля.

До сих пор мы не говорили о единицах измерения величин, входящих в уравнения Максвелла. Здесь и в дальнейшем применяем систему единиц СИ («систему интернациональную»). В этой системе единиц напряженность электрического поля E выражается в вольтах на метр (В/м), напряженность магнитного поля в амперах на метр (А/м). Диэлектрическая проницаемость воздуха (точнее, пустоты) $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$ Ф/м (фарад на метр), а магнитная проницаемость $\mu_0 = 4\pi\, 10^{-7}$ Г/м (генри на метр). Расстояние выражено в метрах (м), а время в секундах (с).

В курсе электродинамики показывается, что совместное решение уравнений Максвелла при учете некоторых дополнительных условий приводит к так называемому *волновому уравнению*, которое в простейшем случае имеет вид

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2}, \qquad (1.2)$$

где $a = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$.

Это уравнение уже не содержит роторов, но в него входят вторые производные по времени и по направлению x (по пространственной координате). Их физический смысл, если так можно ска-

зать, — степень крутизны изменения E во времени и в пространстве, иными словами, ускорение процесса изменения электрического поля во времени и в пространстве.

Решением ур-ния (1.2) является волновая функция

$$E = F(t - x/a), \tag{1.3}$$

в которой вид функции F определяется характером первоначального изменения во времени электрического или магнитного поля. Чаще всего возмущающая сила носит периодический характер, и функция F синусоидальна. В этом наиболее важном для практики случае выражение (1.3) можно переписать так:

$$E_z = E_m \sin 2\pi f(t - x/a). \tag{1.4}$$

Здесь E_m — амплитуда синусоиды (в В/м), а f — выраженная в герцах частота колебаний. Индекс «z» указывает, что поле направлено вдоль оси «Z» декартовой системы координат.

Как нетрудно убедиться, волновая функция представляет собой в данном частном случае распределенное по синусоиде в пространстве электрическое поле, продвигающееся в направлении координатной оси X со скоростью «a». На рис. 1.9 сплошной линией показано распределение поля в момент t_1. Первый максимум, как видно из рисунка, находится на удалении x_1 от начала координат. Определим положение x_2, которое будет занимать этот максимум в момент t_2. Условием того, что синус достигает максимума, является, в частности, равенство

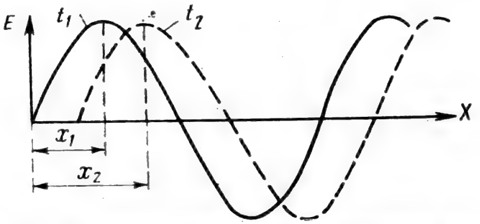


Рис. 1.9. Распределение электрического поля волны в моменты времени t_1 и t_2

$$\left.\begin{aligned} 2\pi f(t_1 - x_1/a) &= \pi/2 \\ 2\pi f(t_2 - x_2/a) &= \pi/2 \end{aligned}\right\}. \tag{1.5}$$

Если оно выполнялось в момент t_1, то должно выполняться и в момент времени t_2. Подставляя соответствующие значения в (1.5), получаем (после сокращения в обеих частях равенства множителя $2\pi f$)

$$t_1 - x_1/a = t_2 - x_2/a, \tag{1.6}$$

откуда непосредственно следует

$$a = (x_2 - x_1)/(t_2 - t_1). \tag{1.6a}$$

Из физики известно, что отношение величины пройденного пути к затраченному на это времени определяет скорость продвижения, в рассматриваемом случае — скорость распространения волны. Параметр a, таким образом, характеризует скорость распространения волны. Положение волны в момент t_2 показано на рис.

1.9 штриховой линией: вся синусоида передвинулась вправо на отрезок $(x_2—x_1)$.

Учитывая, что $a=1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, и подставляя указанные выше значения ε_0 и μ_0, получаем $a=\dfrac{1}{\sqrt{\dfrac{1}{36\pi\cdot10^9}\dfrac{4\pi}{10^7}}}=c=3\cdot10^8$ м/с, что является хорошо известным значением скорости света в вакууме, а с достаточным приближением и в воздухе [1]).

Подставляя (1.4) в одно из ур-ний Максвелла (1.1), получаем выражение для магнитной составляющей электромагнитного поля (в А/м):

$$H_y=-(E_m/120\pi)\sin 2\pi f(t-x/a). \qquad (1.7)$$

Оно отличается в трех отношениях от решения для E_z: во-первых, если электрическое поле волны ориентировано вдоль оси Z, то магнитное ориентировано вдоль оси Y, т. е. E и H взаимно перпендикулярны; во-вторых, знак минус указывает на то, что если E ориентировано вдоль положительного направления оси Z, то H ориентировано вдоль отрицательного направления оси Y в принятой системе координат; в-третьих, амплитуда H (в А/м) в $120\pi=377$ раз меньше амплитуды E (в В/м). Заметим, что величина $120\pi=377$ Ом носит название волнового сопротивления свободного пространства.

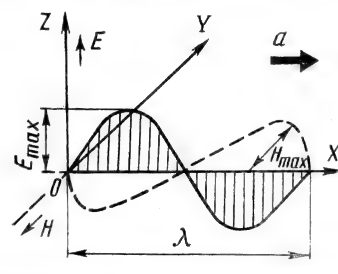


Рис. 1.10. Структура электромагнитной волны

Сходство ф-л (1.4) и (1.7) заключается в том, что в них входят совершенно одинаковые функции вида $\sin 2\pi f(t—x/a)$. Это значит, что и электрическая, и магнитная составляющие волны распространяются с одинаковой скоростью вдоль оси X и всегда находятся в фазе. На рис. 1.10 показано мгновенное взаимное расположение электрических и магнитных полей волны, распространяющихся со скоростью a вдоль оси X.

Часто электромагнитную волну называют поперечной, подчеркивая этим то обстоятельство, что векторы электрического и магнитного полей волны перпендикулярны направлению ее распространения.

Общий вывод этого параграфа заключается в том, что при любом изменении во времени электрического или магнитного поля в окружающем пространстве (среде) неизбежно возникают электромагнитные волны во всех направлениях относительно места своего образования. Подобно тому, как нельзя бросить или даже очень медленно опустить камень на поверхность воды без того,

---

[1]) Для нижних слоев воздуха ε_a превышает ε_0 всего на семь десятитысячных долей.

чтобы на ней возникли *волны* (пусть даже очень слабые!), точно так же нельзя изменить электрическое или магнитное поле без того, чтобы в окружающем пространстве возникли электромагнитные волны.

Другое дело, что волны, возникающие при *медленном* погружении камня в воду, очень невелики по амплитуде, точно также весьма малой интенсивностью обладают волны при медленном изменении электрического или магнитного поля. Что нужно для того, чтобы в окружающем пространстве возбуждались волны большой интенсивности, станет ясным в следующем параграфе.

До сих пор рассматривался простейший случай распространения радиоволн в свободном пространстве. Можно показать, что если среда, в которой распространяются радиоволны, обладает свойствами идеального диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ε, то скорость распространения будет определяться выражением $a=c/\sqrt{\varepsilon}$.

Наконец, если среда обладает полупроводящими свойствами, т. е. характеризуется параметрами ε и σ (удельной электрической проводимостью), то определение скорости теряет свое простое значение и требует дальнейших уточнений. Во-первых, скорость распространения волны в этих условиях будет зависеть не только от параметров ε и σ, но и от частоты. Такие среды в физике называются диспергирующими. Во-вторых, в этом случае различают две скорости: фазовую и групповую. Фазовая — это та скорость, о которой говорилось выше. Она характеризует скорость продвижения фазы волны и определяется выражением $a_ф=c/n$, где n — коэффициент преломления. Групповая скорость характеризует быстроту продвижения энергии. Как показывается в курсе распространения радиоволн, абсолютное значение групповой скорости определяется выражением

$$a_{гр}=\frac{c}{n+f\dfrac{dn}{df}}.$$

Здесь f — частота волнового процесса, а производная $\frac{\partial n}{\partial f}$ характеризует быстроту изменения коэффициента преломления с частотой. Если среда является недиспергирующей, то $\frac{\partial n}{\partial f}=0$ (т. е. n не зависит от частоты). При этом $a_ф=c/n$. Но для идеального диэлектрика $n=\sqrt{\varepsilon}$, откуда следует $a_{гр}=c/\sqrt{\varepsilon}=a_ф$, т. е. как и следовало ожидать, в недиспергирующих средах фазовая и групповая скорости принимают одинаковые значения.

Понятия о фазовой и групповой скорости приходится вводить не только при распространении волн в полупроводящих средах, но и при распространении в волноводах и в других направляющих структурах. Заметим, что в волноводах фазовая скорость превышает скорость света в пустоте c. Но это обстоятельство нисколько

не противоречит теории относительности, ибо энергия волны распространяется с групповой скоростью, которая всегда меньше скорости света.

1.3. Излучение электромагнитной энергии. Когерентные и тепловые источники электромагнитных волн

В принципе, безразлично, за счет изменения электрического или магнитного поля создаются электромагнитные волны. Поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением случая возбуждения электромагнитных волн изменяющимся магнитным полем.

Из второго ур-ния (1.1) следует, что чем *быстрее* во времени меняется магнитное поле заданной амплитуды, тем интенсивнее возникающее электрическое поле, а следовательно, и поле электромагнитных волн. Из этого можно сделать вывод, что чем выше частота переменного тока, проходящего по проводу и порождающего магнитное поле, тем интенсивнее создаваемые проводом электромагнитные волны заданной длины. В принципе, и ток промышленной частоты (50 Гц) создает электромагнитные волны, но интенсивность их очень мала и они на практике не используются. В радиотехнике применяются токи высокой частоты примерно в интервале частот от 10^4 Гц до 10^{12} Гц.

Итак, первое условие возбуждения интенсивных электромагнитных волн — применение токов высокой частоты. Вторым условием является использование проводов специальной конфигурации, которая исключает взаимную нейтрализацию полей, создаваемых отдельными участками проводов. Пример подобной нейтрализации показан на рис. 1.11. Два параллельных провода, расположенных на небольшом расстоянии d друг от друга, по которым протекают в данный момент времени токи одинаковой силы, но противоположного направления, создают в окружающем пространстве магнитные поля, которые друг друга нейтрализуют. Ясно, что подобный «бифиляр» будет очень плохим излучателем.

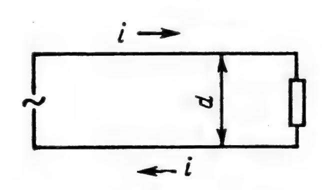


Рис. 1.11. Двухпроводная линия почти не излучает радиоволны ($a \ll \lambda$)

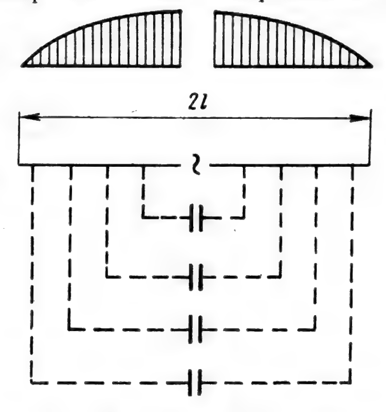


Рис. 1.12. Разомкнутый провод является хорошим излучателем радиоволн

Хорошо будет излучать при известных условиях прямолинейный провод, если суметь в нем создать ток достаточной силы (рис. 1.12). Понятно, что для постоянного тока подобный провод представляет собой разомкнутую цепь, по которой не может циркулировать ток. Но для тока переменного, особенно для токов высокой частоты, емкости, которыми обладают отдельные элементы провода друг относительно друга (эти емкости показаны на рис. 1.12 пунктиром), делают возможным возникновение тока даже в такой разомкнутой системе. Естественно, что на концах провода ток будет всегда равен нулю и при некоторых условиях будет максимальным в месте включения напряжения. Распределение тока вдоль провода показано в верхней части рис. 1.12.

В такой конструкции, которая носит название диполя или вибратора, обратный провод отсутствует и магнитное поле, создаваемое токами в проводе, ничем не компенсируется.

Длиной синусоидальной волны, по определению, называется путь, проходимый волной за время одного периода. Применяя для длины волны стандартное обозначение λ (в м), имеем

$$\lambda = cT = c/f. \tag{1.8}$$

Здесь T — период, т. е. величина, обратная частоте f, а $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света; f выражается в Гц.

На рис. 1.12 показано распределение тока при $l \leqslant \lambda/2$.

В принципе, излучающие системы могут иметь вид замкнутой рамки или катушки (рис. 1.13), но при этом размер b должен быть

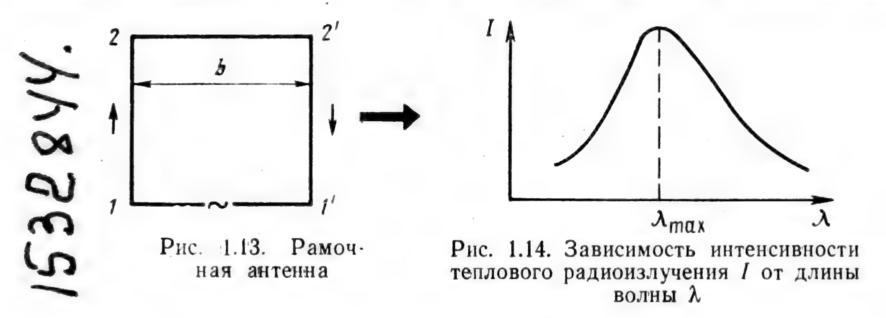


Рис. 1.13. Рамочная антенна

Рис. 1.14. Зависимость интенсивности теплового радиоизлучения I от длины волны λ

подобран с таким расчетом, чтобы на некотором удалении вдоль плоскости рамки излучение, создаваемое левым проводом 1—2, складывалось с излучением правого провода $1'$—$2'$.

Излучение провода или рамки, по которым протекает ток частоты f, носит название когерентного, в отличие от излучения нагретых тел, испускающих инфракрасное, видимое или ультрафиолетовое излучения. Сам термин «когерентное» в данном случае означает «сцепленное, связанное, детерминированное». Этим подчеркивается, что излучаемое поле обладает строго определенной, детерминированной формой, в рассматриваемом случае — в виде синусоиды. Кроме того, антенны могут создавать монохроматичное

излучение, т. е. излучение одной частоты f, соответственно частоте питающего провод тока.

Тепловые источники, как известно, создают излучение на совсем ином, квантовом принципе. Каждый переход электрона в оболочке атомов с одного более высокого энергетического уровня на другой сопровождается испусканием фотона определенной энергии, а следовательно, и частоты. Поскольку в атомах нагретого тела уровни энергии различны и фотоны испускаются случайным образом, причем длительность каждого акта испускания оценивается величиной порядка 10^{-8} с, излучение не когерентно. Эти акты следуют один за другим в виде случайной последовательности. В итоге нагретое тело излучает не на одной строго детерминированной частоте, как рассмотренные выше антенны, а в очень широком спектре частот (рис. 1.14). Согласно закону Вина длина волны λ_{max} (в мкм), соответствующая максимуму излучения, связана с абсолютной температурой T абсолютно черного тела соотношением

$$\lambda_{max} T = 2900. \tag{1.9}$$

Тепловое излучение не только некогерентно, немонохроматично, но и не поляризовано. Как известно из физики, поляризацией называют ориентировку вектора электрического поля волны относительно направления распространения и некоторой отсчетной плоскости, за которую, как правило, принимают поверхность земли. Антенны обычно излучают плоско-поляризованные волны, у которых вектор электрического поля всегда лежит в плоскости, проходящей через провод диполя. В тепловом излучении каждый акт испускания создает произвольным образом поляризованную волну, и в целом излучение не обладает определенной поляризацией.

Тепловые или, как их еще называют, шумовые источники радиоизлучения являются объектами наблюдения и изучения в радиоастрономии. Нагретое Солнце, Луна и другие планеты являются источниками шумового радиоизлучения. Другие объекты мощного шумового радиоизлучения расположены как в нашей Галактике, так и в других галактиках. К их числу относятся недавно открытые сойферовы галактики, квазары и пульсары.

В заключение уместно напомнить, что, в отличие от тепловых источников, оптические квантовые генераторы (лазеры) создают когерентное, практически монохроматическое и определенным образом поляризованное излучение. Достигается это тем, что электроны активного тела искусственно (путем сообщения им от внешнего источника дополнительной энергии) переводят на *вполне определенный* более высокий уровень, а при переходе на нижний уровень излучаются фотоны также вполне определенной частоты. Это излучение дополнительно фильтруется в резонаторе с очень высокой добротностью, что обеспечивает в конечном счете создание непрерывного и почти монохроматического излучения в том диапазоне частот, который до последнего времени был привилегией тепловых источников.

1.4. Классификация антенных устройств

Как отмечалось выше, почти все применяемые в радиостанциях и других радиотехнических устройствах антенные системы можно разбить на две большие группы: проволочные антенны и апертурные[1]). В проволочных антеннах излучающими элементами являются диполь, заземленный провод или совокупность диполей или проводов. В соответствии с этим принято классифицировать проволочные антенны по двум признакам: по степени сложности их структуры — в этом отношении проволочные антенны разбиваются на простые и сложные и по степени симметрии — в этом отношении различают симметричные антенны и заземленные.

В апертурных антеннах излучающим элементом является апертура (отверстие или поверхность), в которой или на которой тем или иным способом возбуждается электромагнитное поле, создающее, в свою очередь, в окружающем пространстве радиоволны (так для краткости будем в дальнейшем называть электромагнитные волны в диапазоне от 30 000 м до 0,1 мм). Апертурные антенны классифицируют по способу образования апертуры. Это, прежде всего, зеркальные антенны, в частности, антенны с параболическим отражателем. Широко применяются также рупорные антенны, линзовые, щелевые и комбинированные системы (двухзеркальные антенны, рупорно-параболические, рупорно-линзовые и т. д.).

Проволочные и апертурные антенны, однако, не охватывают всех разновидностей применяемых в практике антенн. В нашу классификацию, в частности, не вошли «антенны поверхностных волн» (см. гл. 6). Есть и некоторые другие исключения, к которым относятся спиральные антенны. В диапазоне оптических волн антенны приобретают форму оптических телескопов.

Каждый из перечисленных типов антенн применяется во вполне определенном диапазоне волн.

Несимметричные проволочные антенны используются в диапазоне сверхдлинных, длинных и средних волн. Симметричные простые и сложные проволочные антенны применяются в диапазонах коротких и метровых волн. На еще более коротких волнах применяются апертурные антенны.

1.5. Основные параметры антенн

Важнейшими параметрами и характеристиками антенн являются: 1) диаграмма направленности, которая обычно задается в двух плоскостях — горизонтальной и вертикальной; 2) коэффициент направленности или усиление антенны; 3) коэффициент полезного действия; 4) эффективная площадь; 5) действующая длина антен-

[1]) Этот термин не общепринят.

ны и б) ее входное сопротивление. Важным параметром приемных антенн является их шумовая температура.

Рассмотрим каждую из этих характеристик отдельно.

Диаграммой направленности называют представленную графически зависимость напряженности поля излучаемой антенной волны от азимута (угла в горизонтальной плоскости) и от угла возвышения (в вертикальной плоскости). Гипотетическая или изотропная антенна равномерно излучает энергию во всех направлениях и обладает в обеих плоскостях диаграммой направленности в виде окружности (рис. 1.15).

Реальные антенны обычно обладают направленностью (большей или меньшей), ибо, как правило, излучаемые антенной сигналы предназначены для вполне определенного корреспондента.

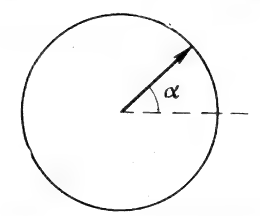


Рис. 1.15. Диаграмма направленности изотропного излучателя

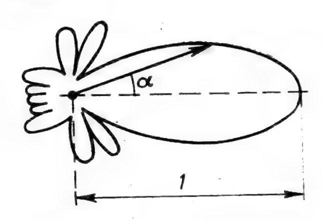


Рис. 1.16. Нормированная диаграмма направленности антенны в горизонтальной плоскости

Рассмотрим рис. 1.16. На диаграмме явно выделяются главный лепесток направленности и целый ряд боковых лепестков, которые называются побочными. Эти лепестки неизбежно возникают в силу принципа работы антенн. Диаграммы направленности обычно строятся в относительных единицах. Максимальное значение главного лепестка принимается за единицу. Тогда интенсивность излучения под углом α определяется длиной соответствующего вектора.

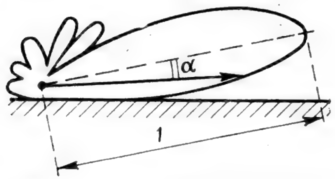


Рис. 1.17. Нормированная диаграмма направленности в вертикальной плоскости

Диаграмма рис. 1.17 также содержит ряд побочных лепестков.

Диаграммы направленности позволяют получить достаточно полную информацию о направленных свойствах антенны и о ширине главного лепестка диаграммы. Часто достаточно представления о *коэффициенте направленности антенны (усилении антенны)*, который одним числом характеризует степень концентрации энергии в желаемом направлении. Изотропному излучателю приписывается коэффициент направленности $D=1$. Коэффициент D характеризует направленные свойства данной антенны по отношению к изотропному излучателю.

Коэффициент D показывает, во сколько раз плотность потока энергии в направлении максимума, создаваемого направленной антенной, превышает плотность потока, развиваемую изотропным излучателем, при условии, что обе антенны излучают одинаковую мощность. Предполагается также, что обе антенны находятся в свободном пространстве. Для реальных антенн коэффициент D меняется в пределах от 1,5 до 10^6. Ввиду такого большого диапазона изменений значений усиления антенны его удобно выражать в децибелах, переходя от обычных значений D к дБ по формуле

$$D_{дБ} = 10 \lg D. \qquad (1.10)$$

Тогда приведенные выше пределы изменения D соответствуют его изменению от 1,8 до 60 дБ.

Под коэффициентом усиления (КУ) G антенны понимают величину, несколько отличающуюся от коэффициента направленного действия (кнд), полагая, что КУ$=\eta$ (кнд), где η — коэффициент полезного действия антенны — параметр, который рассматривается ниже.

Следующим параметром, особенно важным для передающих антенн, является их *коэффициент полезного действия* (кпд). В данном случае кпд выражает отношение излучаемой антенной мощности к подводимой. Для волн короче 10 м кпд антенн приближается к 90—95%. Для сверхдлинноволновых антенн, наоборот, кпд принимает значение нескольких десятков процентов. В технике приемных антенн кпд обычно особой роли не играет.

Рис. 1.18. К определению вектора Пойнтинга П

Параметром, особенно важным для приемных антенн, является *эффективная площадь антенны*. Смысл этого параметра заключается в следующем. Радиоволна, распространяющаяся в направлении оси X, как показывается в курсах электродинамики, переносит с собой плотность потока мощности П, называемую вектором Пойнтинга. Вектор П (измеряемый в Вт/м²) направлен вдоль оси X (рис. 1.18):

$$П = \frac{E_д^2}{120\pi}. \qquad (1.11)$$

Вектор Пойнтинга определяет энергию, проходящую через площадь в 1 м², перпендикулярную направлению распространения за 1 с. Поскольку джоуль в секунду характеризует мощность, выражаемую в ваттах, то делается понятной размерность вектора Пойнтинга в ф-ле (1.11). Входящая в ф-лу (1.11) величина $E_д$ представляет собой действующее значение напряженности электрического поля волны, связанное с амплитудным значением E_m [см. ф-лу (1.4)] соотношением

$$E_д = E_m/\sqrt{2}. \qquad (1.12)$$

Эффективная площадь антенны $A_э$ характеризует собой площадь, из которой приемная антенна извлекает энергию подходящей к ней радиоволны. Зная напряженность поля радиоволны в месте приема, а следовательно, и значение вектора Пойнтинга [ф-ла (1.11)], мощность на входе приемного устройства в оптимальном режиме в Вт

$$P_2 = \Pi A_э. \tag{1.13}$$

Этот параметр особенно удобен и нагляден для приемных антенн апертурного типа. Если геометрическая площадь апертуры имеет значение A, то эффективная площадь антенны может быть определена по формуле

$$A_э = \nu A, \tag{1.14}$$

где ν — коэффициент использования площади приемной антенны, который в зависимости от конструкции и степени совершенства антенны принимает значения от 0,6 до 0,8.

Можно показать, что усиление антенны D связано с ее эффективной площадью соотношением

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_э = \frac{4\pi}{\lambda^2} \nu A. \tag{1.15}$$

Как следует из этой формулы при заданной геометрической площади апертуры приемной антенны, по мере уменьшения длины волны усиление антенны резко возрастает. Именно поэтому в сантиметровом диапазоне волн антенны высокой направленности могут быть сравнительно небольших габаритов.

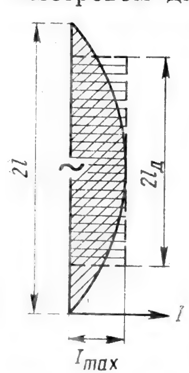
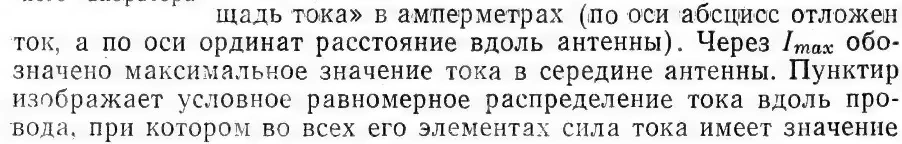


Рис. 1.19. К определению действующей длины симметричного вибратора

Заметим в заключение, что понятие об эффективной площади справедливо также и для проволочных антенн.

Параметром, специфичным для простых проволочных антенн, является *действующая длина* (или высота — для антенн вертикального типа). Как будет показано в гл. 2, теория излучения подробно разработана для элемента (маленького отрезка) провода столь небольших размеров, что силу переменного тока вдоль провода можно считать постоянной. В реальных проволочных антеннах обычно имеет место неравномерное распределение амплитуды тока вдоль провода, подобно изображенному на рис. 1.12. На рис. 1.19 сплошной линией показано фактическое, неравномерное распределение амплитуды тока вдоль диполя. Заштрихована «площадь тока» в амперметрах (по оси абсцисс отложен



ток, а по оси ординат расстояние вдоль антенны). Через I_{max} обозначено максимальное значение тока в середине антенны. Пунктир изображает условное равномерное распределение тока вдоль провода, при котором во всех его элементах сила тока имеет значение

I_{max}. Длина этого воображаемого провода выбирается с таким расчетом, чтобы заштрихованная «площадь тока» была бы равна площади прямоугольника. Можно показать, что если длина провода много меньше длины волны, то $l_д \approx \frac{1}{2} l$. Для полуволнового вибратора (на котором укладывается половина длины волны) $l_д \approx \frac{2}{\pi} l$. Наконец, в заземленных антеннах (рис. 1.3 и 1.4) с развитой горизонтальной частью $h_д \approx 0{,}8h$.

Электродвижущая сила, наводимая в приемной антенне приходящей радиоволной, если только известна ее действующая длина, может быть определена по простой формуле

$$u = Eh_д. \tag{1.16}$$

Следующим параметром является *входное сопротивление*. Входное сопротивление антенны, как правило, является комплексной величиной $Z = R + iX$, где R — активная, а X — реактивная составляющие сопротивления. Знание входного сопротивления антенны, т. е. сопротивления на зажимах антенны, необходимо для правильного согласования антенны с питающим фидером. Если антенна работает на фиксированной частоте, то достаточно знать входное сопротивление только на этой частоте. Если же антенна предназначена для работы в диапазоне частот, нужно знать зависимости от частоты и активной, и реактивной составляющих.

Последним из рассматриваемых параметров, специфичным для приемных антенн, является их *шумовая температура*. Известно, что условия приема сигналов определяются отношением мощности сигналов к уровню помех. В диапазонах длинных, средних и коротких волн шумы определяются атмосферными помехами, мешающими станциями и внутренними шумами приемного устройства. В диапазоне же ультракоротких волн основным источником помех могут быть космическое радиоизлучение, тепловое излучение Земли, окружающих предметов и нагретой атмосферы. Воздействуя на главный и побочные лепестки диаграммы направленности антенны (об этом см. ниже), космическое и тепловое излучения наводят в антенне шумовое напряжение, мощность которого принято характеризовать в виде эквивалентной шумовой температуры. Мощность шумов (в Вт) и эквивалентная шумовая температура антенны связаны соотношением

$$P_ш = kT_э \Delta f. \tag{1.17}$$

Здесь $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Вт/К · Гц — постоянная Больцмана, а Δf — полоса пропускания приемного устройства.

Если T (φ, θ) — создаваемая источниками помех яркостная температура окружающей антенну среды в направлении угловых координат φ и θ, G (φ, θ) — усиление антенны в том же направлении, а $d\Omega = \sin\varphi d\varphi d\theta$ — элемент телесного угла, то шумовая

температура антенны может быть вычислена по следующей интегральной формуле

$$T'_э = \frac{1}{4\pi} \int\limits_{4\pi} T(\varphi, \theta) G(\varphi, \theta) d\Omega. \qquad (1.18а)$$

Здесь 4π — телесный угол окружающего антенну пространства (включая нагретую поверхность Земли).

К этой температуре необходимо прибавить температуру, обусловленную внутренними источниками шумов:

$$T''_э = T_0(1-\eta), \qquad (1.18б)$$

где T_0 — физическая температура антенны, а η — ее кпд.

Полная температура

$$T_э = T'_э + T''_э. \qquad (1.18в)$$

1.6. Работа антенн в режиме передачи и приема. Принцип обратимости антенн

Как известно из изложенного в параграфе 1.1, каждая антенна может работать как в режиме передачи, так и в режиме приема (рис. 1.20).

В первом случае к зажимам *аб* антенны по фидеру подводится питающее напряжение, а во втором случае, когда на антенну действует поле приходящей радиоволны, с тех же зажимов с помощью фидера снимается напряжение, подводимое к приемному устройству.

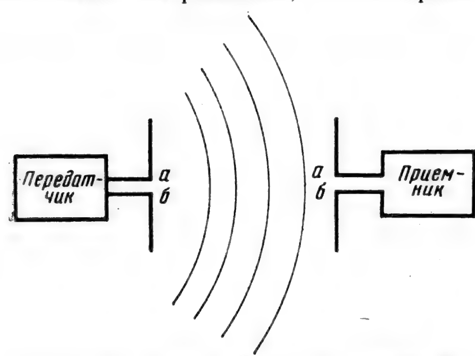


Рис. 1.20. Работа антенн в режиме передачи и приема

Строгое рассмотрение вопроса, выходящее за рамки настоящей книги, показывает, что каждая антенна, подобно многим другим техническим устройствам (например, электрической машине), обладает свойством обратимости, т. е. она может, с одной стороны, излучать радиоволны, а с другой — превращать энергию радиоволны в напряжение соответствующей частоты и формы. Существенно, что основные, рассмотренные в предыдущем параграфе характеристики антенны практически остаются неизменными как в режиме передачи, так и в режиме приема. Это в первую очередь относится к диаграмме направленности, которую с одинаковым успехом можно снять как в условиях передачи, так и в условиях приема. Это положение иллюстрируется рис. 1.21*а* и 1.21*б*, где *А* — условное обозначение антенны, диаг-

рамма направленности которой определяется. Исследуемая антенна A помещается на вращающийся вокруг вертикальной оси станок. На необходимом удалении помещается вторая антенна. В случае а) антенна A работает в режиме передачи. Энергия к ней подводится от генератора $Г$. На выходе приемника, подключаемого к неподвижной приемной антенне B, помещается индикатор $И$ в виде стрелочного прибора или самописца. Медленно вращая антенну A на 360°, снимаем зависимость показаний индикатора от азимута α, который и определяет диаграмму направленности в горизонтальной плоскости.

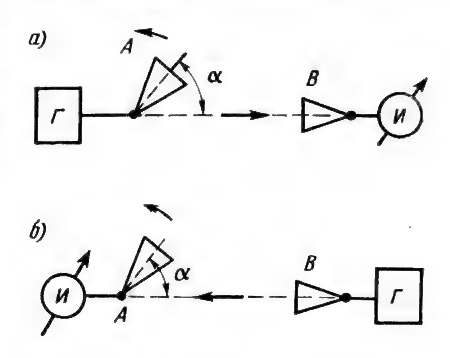


Рис. 1.21. Снятие диаграммы направленности в режиме: *а)* передачи; *б)* приема

В случае б) в режиме передачи работает неподвижная антенна B, а исследуемая антенна A является приемной. Снятая таким образом диаграмма направленности практически не отличается от диаграммы, полученной в режиме передачи.

1.7. Антенны в радиотехнических и радиоэлектронных устройствах различного назначения

Радиотехнические или радиоэлектронные устройства, предназначенные для передачи информации на удаленные объекты (системы связи) или получения информации от таких объектов (системы радиолокации или радионавигации) в условиях свободного распространения радиоволн, т. е. без направляющих устройств, как правило, состоят из трех частей: передатчика, приемника и антенной системы. Назначение передатчика — получить сигнал необходимой формы при заданной мощности в виде тока или электромагнитного поля высокой частоты. Назначение приемника — превратить ток высокой частоты или электромагнитное поле весьма небольшой мощности, подводимые ко входу приемника, в сигнал, который может быть обнаружен или надежно воспроизведен на выходе приемника на фоне всегда существующих помех.

Назначение антенны — в одном случае превратить ток или электромагнитное поле высокой частоты в радиоволны с заданным направлением распространения, а в другом — в случае приемных антенн — превратить воздействующую на антенну радиоволну в ток соответствующей частоты. При этом приемная антенна должна обеспечить наилучшие условия приема нужных сигналов и подавить сигналы и помехи, приходящие с иных направлений. Иными словами, приемные антенны тоже должны обладать диа-

граммой направленности требуемой формы и иметь по возможности более низкую шумовую температуру.

Из изложенного следует, что как передающая, так и приемная антенны должны составлять одно гармоничное целое с другими элементами радиотехнического устройства. Плохо или неправильно работающая антенна (с низким кпд или диаграммой направленности искаженной формы, с большим уровнем побочных лепестков) может нарушить нормальную работу систем связи или радиолокации. Антенна является столь же важным элементом радиотехнического устройства, как и другие его звенья. Именно антенная система во многих радиотехнических устройствах позволяет обеспечить выполнение основного назначения устройства, например, получить нужную концентрацию энергии в желаемом направлении (антенны радиорелейных линий связи), определить направление на излучающую станцию (при радиопеленговании, в радиолокации, в радиоастрономии), обеспечить направленное в вертикальной плоскости излучение с прижатой к земле диаграммой направленности (в антеннах телецентров и укв вещательных станций с частотной модуляцией), устранить излучение вверх в антеннах радиовещательных станций средневолнового диапазона, обеспечить слежение за быстропередвигающимися объектами в околоземном космическом пространстве и многое, многое другое. Особенно велика роль антенн на искусственных спутниках Земли, когда от правильной ориентировки антенны зависит сама возможность передачи и получения информации от космических станций.

Глава 2

ПРОСТЫЕ ПРОВОЛОЧНЫЕ АНТЕННЫ

2.1. Изотропный и направленный излучатели

Изотропный излучатель уже упоминался в параграфе 1.5. Это гипотетический источник, равномерно излучающий энергию радиоволн во всех направлениях. Чтобы определить напряженность поля, создаваемую таким излучателем на расстоянии r от него, в предположении, что источник излучает мощность P, окружим излучатель сферой радиуса r (рис. 2.1). Тогда, по определению, вектор Пойнтинга (в Вт/м²) на таком удалении от источника может быть найден делением излучаемой мощности P (в Вт) на поверхность сферы $4\pi r^2$:

$$\Pi = P/4\pi r^2. \quad (2.1)$$

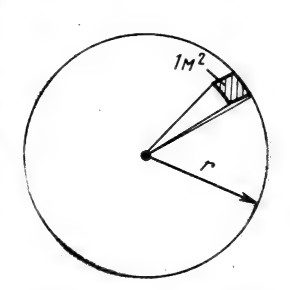


Рис. 2.1. К определению поля, создаваемого изотропным излучателем

С другой стороны, согласно ф-ле (1.11) вектор Пойнтинга (в Вт/м²) связан с действующим значением напряженности электрического поля радиоволны $E_д$ соотношением

$$\Pi = E_д^2/120\pi. \quad (2.2)$$

Приравнивая эти выражения, находим

$$E_д = \sqrt{30P}/r. \quad (2.3)$$

Здесь, как всегда, если не сделано особой оговорки, P выражается в Вт, а расстояние — в м; $E_д$ — в В/м.

С помощью простого дополнения ф-лу (2.3) можно распространить на случай направленной антенны, обладающей усилением D. Из ф-лы (2.1) непосредственно следует, что увеличение вектора Пойнтинга в D раз эквивалентно D-кратному увеличению мощности излучателя. Таким образом, антенна с усилением D создает на расстоянии r в направлении максимума излучения напряженность поля

$$E_д = \sqrt{30PD}/r. \quad (2.4)$$

2.2. Элементарный излучатель. Диполь Герца

Элементарным излучателем, иначе диполем Герца, называют рассматриваемый с точки зрения процесса излучения бесконечно малый отрезок провода длиной Δl, по которому протекает ток силой $I_д$. Индекс «д», как всегда, указывает на то, что имеется в виду действующее значение силы тока. В курсах электродинамики показывается, что на удалении r от такого излучателя создается радиоволна с напряженностью электрического поля

$$E_д = (60\,\pi\, I_д/\lambda\, r)\sin\theta\,\Delta\, l. \qquad (2.5)$$

Здесь λ — стандартное обозначение длины волны, тоже выражаемой в м, а θ — угол, составленный осью провода с направлением на пункт приема B (рис. 2.2). Вектор электрического поля E в точке B перпендикулярен направлению r и лежит в плоскости (Δl, **r**), а вектор магнитного поля перпендикулярен вектору E и направлению r.

Этот вектор направлен на читателя и показан на рис. 2.2 точкой.

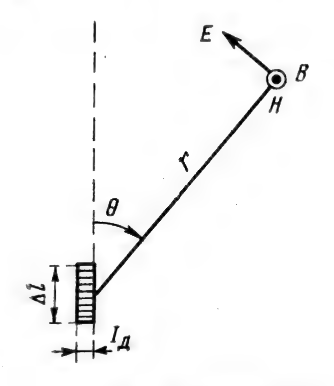


Рис. 2.2. К понятию об элементарном излучателе

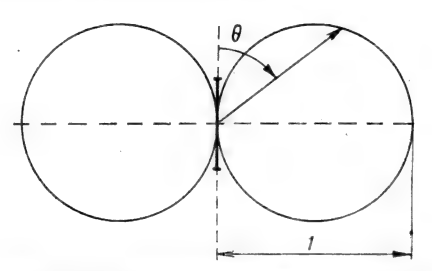


Рис. 2.3. Диаграмма направленности элементарного излучателя

Сопоставление ф-л (2.4) и (2.5) показывает, прежде всего, что в то время, как в первую из них не входит угловой параметр, вторая содержит множитель $\sin\theta$. Это указывает на то, что элементарный излучатель, в отличие от изотропного, обладает явно выраженными направленными свойствами, правда только в одной плоскости, проходящей через элемент Δl (в данном случае в плоскости рисунка).

Множитель $\sin\theta$ выражает собой нормированную диаграмму направленности

$$F(\theta) = \sin\theta. \qquad (2.6)$$

При $\theta=90°$, $F(\theta)=1$ и при $\theta=0°$, $F(\theta)=0$. Сама диаграмма изображена на рис. 2.3 и представляет собой уравнение окружности в полярных координатах с началом не в центре, а на окружности. Рис. 2.3 показывает, что вертикально расположенный элементарный излучатель обладает одним лепестком диаграммы направленности в вертикальной плоскости с максимумом в экваториальной

плоскости и не обладает направленными свойствами (в силу симметрии) в горизонтальной плоскости.

Если излучатель расположен произвольным образом относительно поверхности земли, удобно ввести понятие о E-плоскости (проходящей через вибратор) и H-плоскости (перпендикулярной вибратору).

Читатель, конечно, обратил внимание на еще одно отличие между ф-лами (2.4) и (2.5), заключающееся в том, что в то время, как в первой из них поле выражается через излученную мощность, во второй поле выражено через ток, длину излучателя и длину волны. Объясняется это обстоятельство тем, что, как показывается в курсе технической электродинамики, излучаемая диполем Герца мощность (в Вт) зависит от длины волны и выражается формулой

$$P = 80\,\pi^2 I_{д}^2 \Delta l^2/\lambda^2. \qquad (2.7)$$

Очень часто излучаемую мощность выражают в виде произведения двух сомножителей

$$P = (80\,\pi^2 \Delta l^2/\lambda^2)\, I_{д}^2 = R_{изл}\, I_{д}^2, \qquad (2.7а)$$

второй из которых представляет собой квадрат действующего значения тока, а первый, имеющий размерность сопротивления, принято называть сопротивлением излучения элементарного излучателя. При написании ф-лы (2.7а) мы воспользовались тем, что выделяемая в активном сопротивлении мощность равна произведению сопротивления на квадрат силы тока. Понятием о сопротивлении излучения пользуются и при рассмотрении других типов проволочных антенн.

Из ф-лы (2.7) следует, что излучательная способность элементарного вибратора определяется отношением его длины Δl к длине волны λ. Заметим, что по принципу подобия при сохранении геометрического подобия все характеристики антенны идентичны.

Из ф-лы (2.7а) легко определить, что множитель $\pi I_{д}\Delta l/\lambda$, входящий в выражение (2.5), численно равен величине $\sqrt{P/80}$. Подставляя последнее значение в (2.5), получаем (в В/м)

$$E_{д} = \sqrt{45\,P \sin^2\theta}/r. \qquad (2.8)$$

В направлении максимума при $\theta = 90°$ ф-ла (2.8) принимает вид

$$E_{д} = \sqrt{45\,P}/r. \qquad (2.8а)$$

Сравнивая полученное выражение с ф-лой (2.4), легко видеть, что они отличаются множителем $D = 1{,}5$ под знаком радикала, который и представляет собой усиление элементарного излучателя по отношению к изотропной антенне:

$$E_{д} = \sqrt{30\,P D}/r,$$

где $D = 1{,}5$; $E_{д}$ в В/м.

2.3. Полуволновый вибратор

До сих пор мы говорили о волнах, подразумевая под этим радиоволны, излучаемые антенной. В этом параграфе, помимо радиоволн, создаваемых антенной в окружающей среде, нам придется иметь дело с волнами тока и напряжения в проводе. Полуволновый вибратор отличается от элементарного излучателя тем, что он имеет конечную длину, в данном случае его длина равна половине длины излучаемой волны.

На рис. 2.4 показано, что полуволновый вибратор можно получить из обычной двухпроводной линии в виде двух параллельных проводов а), раздвигая провода в направлении стрелок до тех пор, пока оба провода не станут один продолжением другого б). Если подвести источник переменного напряжения к началу двухпроводной линии, разомкнутой на конце, в проводе устанавливаются стоячие волны напряжения и тока, причем на конце провода ток по понятным соображениям может быть равен только нулю (узел тока), а напряжение достигнет максимума (пучность напряжения).

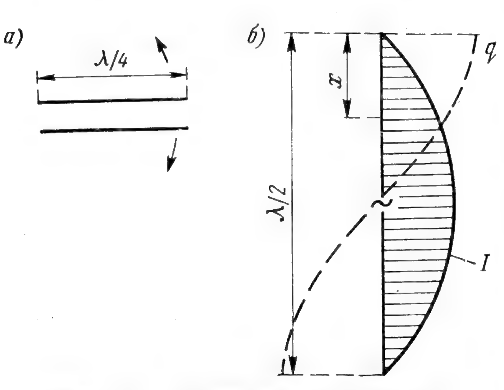


Рис. 2.4. Полуволновый вибратор: *а)* принцип построения; *б)* распределение тока (сплошная линия) и заряда (пунктирная)

Сходный режим стоячих волн возникает в полуволновом вибраторе с тем отличием, что вместо стоячих волн напряжения следует говорить о стоячих волнах заряда, ибо применительно к случаю вибратора, понятие о «напряжении» теряет свой простой смысл.

Причина возникновения стоячих волн напряжения и тока заключается в следующем. Если к началу двухпроводной линии, разомкнутой на конце, подводится источник переменного напряжения частоты f, как это показано на рис. 2.4, то в проводе устанавливаются волны напряжения и тока, распространяющиеся вдоль провода со скоростью c. Предполагается, что провода расположены в воздухе. Волны эти получили название бегущих. Длина волны определяется по той же формуле $\lambda = cT = c/f$, м. Достигнув разомкнутого конца линии, волны отражаются от него и, взаимодействуя с волной, распространяющейся в прямом направлении, образуют стоячие волны, т. е. волны, не перемещающиеся вдоль провода, а как бы «пульсирующие» на месте. Все это легко показать математически.

Выражение для волны тока, распространяющейся вдоль оси X вперед, согласно ф-ле (1.4) представляется в виде

$$i = I_m \sin 2\pi f (t - x/c) = I_m \sin(\omega t - kx). \qquad (2.9)$$

Здесь введены обозначения: $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$, 1/с — круговая частота питающего напряжения; $k = 2\pi f/c = 2\pi/\lambda$, 1/м — волновой множитель.

Обращаем внимание читателя на то, что величины ω и k занимают сходное место в аргументе синуса: ω является множителем у времени t, а k — множителем у пройденного волной пути x. Если переписать ф-лу (2.9) в несколько ином виде

$$i = I_m \sin 2\pi (t/T - x/\lambda), \qquad (2.9а)$$

то легко убедиться, что множитель ω вводит периодичность по времени (с периодом T), а множитель k — то же в отношении пути (с периодом λ).

Вновь обратимся к рис. 2.4*б* и будем отсчитывать расстояния x от конца вибратора (а не от места включения источника напряжения). Тогда для волны i, идущей к выбранному началу отсчета расстояний, необходимо в ф-ле (2.9) знак минус заменить на плюс, что соответствует изменению направления скорости c на обратное. Обозначая волну тока, идущую от источника через i_1, а волну, отразившуюся от конца провода, через i_2, для суммарного тока получаем

$$i = i_1 + i_2 = I_m [\sin(\omega t + kx) \pm \sin(\omega t - kx)]. \qquad (2.10)$$

Мы написали пока два знака в ф-ле (2.10), ибо не знаем, какой из них нужно выбрать, чтобы удовлетворить начальному условию: при $x=0$ (т. е. на свободном конце провода) ток всегда должен быть равен нулю. Подставляя в (2.10) $x=0$, легко убедиться, что это условие будет выполняться только при знаке минус.

Применяя известную из тригонометрии формулу для разности синусов, находим

$$i = 2 I_m \sin kx \cos \omega t, \qquad (2.11)$$

что и представляет собой выражение для стоячих волн тока. Аналогично для волн напряжения мы пришли бы к выражению:

$$u = 2 U_m \cos kx \sin \omega t. \qquad (2.12)$$

При $x=0$ напряжение всегда максимально и достигает удвоенного значения.

Сравнивая ф-лу (2.9) для бегущей волны с ф-лами (2.11) и (2.12) для стоячих волн тока и напряжения, легко заметить различие между ними: в то время, как величины «ωt» и «kx» входят в аргумент *одного* синуса в формуле для бегущей волны, они являются аргументами различных тригонометрических функций в выражениях для стоячих волн напряжения и тока.

На свободном конце вибратора (рис. 2.5), как и следовало ожидать, установились узел тока и пучность напряжения. На удалении $\lambda/4$ от конца образовались пучность тока и узел напряжения. Как ясно видно из рис. 2.5, стоячие волны не передвигаются вдоль провода, подобно бегущим (см. рис. 1.9), а только пуль-

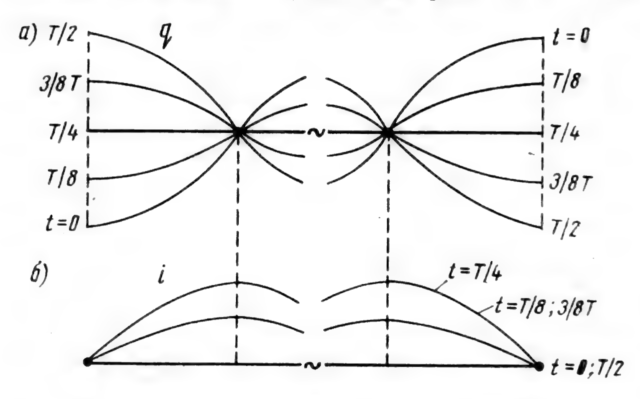


Рис. 2.5. Распределение на симметричном вибраторе произвольной длины:
а) заряда; б) тока

сируют, причем между стоячими волнами напряжения и тока существует сдвиг по фазе на 90° как во времени, так и в пространстве. Действительно, из рис. 2.5*а* и *б* следует, что тогда, как в момент времени $t=0$ напряжение достигает максимума, ток вдоль всего провода в этот момент обращается в нуль.

Отношение U_m/I_m, подобно отношению E_m/H_m, носит название волнового сопротивления, но уже не свободного пространства, а вибратора. Можно показать, что волновое сопротивление (в Ом)

$$\rho = U_m/I_m = 120\,[\ln(2l/r) - 1]. \qquad (2.13)$$

Здесь l имеет прежнее значение, а r — радиус провода, из которого выполнен диполь.

Из ф-л (2.12) и (2.11) делением напряжения на ток можно определить входное сопротивление диполя:

$$Z_{\text{вх}} = -\,\mathrm{i}\,\rho\,\mathrm{ctg}\,k\,l. \qquad (2.14)$$

Мнимая единица в ф-ле (2.14) указывает на то, что напряжение и ток сдвинуты по фазе на 90°, а знак минус уточняет, что при этом напряжение отстает от тока. При этих условиях входное сопротивление, при сделанном предположении об отсутствии потерь, носит чисто реактивный характер и при $kl<\pi/2$ является емкостным. Действительно, два коротких провода можно рассматривать в качестве обкладок своеобразного конденсатора. Однако по мере увеличения длины плеча входное сопротивление может сделаться индуктивным, снова емкостным и т. д.

До сих пор мы не учитывали активного сопротивления провода. Но даже при полном отсутствии активных потерь диполь всегда обладает сопротивлением излучения $R_{изл}$, вследствие чего полное выражение для входного сопротивления (в Ом) принимает вид

$$Z_{вх} = R_{изл} - \mathrm{i}\,\rho\,\mathrm{ctg}\,kl. \qquad (2.15)$$

Обращает на себя внимание то, что при $kl = \pi/2$ или в случае подстановки $k = 2\pi/\lambda$ при $2l = \lambda/2$ имеет место резонанс, ибо $\mathrm{ctg}\,kl$ обращается в нуль. При заданном значении питающего напряжения входное сопротивление достигает минимального значения $Z_{вх} = R_{изл}$, а ток достигает максимума. Именно по этой причине особенно охотно в практике радиосвязи применяются полуволновые вибраторы (диполи).

Естественно предположить, что, с одной стороны, вследствие конечности длины плеч вибратора, а с другой — из-за неравномерного распределения тока вдоль проводов диаграмма направленности полуволнового вибратора будет отличаться от таковой для элементарного излучателя. Опуская довольно громоздкий вывод выражения для диаграммы направленности, ограничимся описанием способа получения искомой формулы и приведением окончательного выражения для диаграммы направленности. На рис. 2.6 показано распределение тока вдоль плеч вибратора. Разобьем плечи вибратора на множество элементарных отрезков длиной Δx. В пределах этих отрезков ток можно считать постоянным, что позволяет приписывать этим отрезкам свойства элементарных излучателей и применять для определения создаваемого ими поля радиоволны ф-лу (2.5). Каждому элементу в верхнем плече соответствует симметричный ему элемент в нижнем. Ток в них совершенно одинаков и единственное отличие состоит в том, что если расстояние от верхнего элемента до точки наблюдения, находящейся под углом θ, составляет $(r-\Delta r)$ (см. рис. 2.6), то это же расстояние до нижнего элемента составляет $(r+\Delta r)$. Здесь r — расстояние от центра вибратора до точки наблюдения, а Δr — разность хода лучей от элемента a или a' по сравнению с расстоянием r от центра диполя. Из рис. 2.6 непосредственно следует, что $\Delta r = Ob = (l-x)\cos\theta$. Суммируя действие всех элементарных излучателей, приходим к выражению для напряженности поля на удалении r в направлении θ:

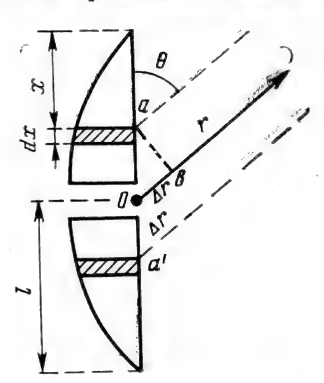


Рис. 2.6. К определению диаграммы направленности симметричного вибратора

$$E_д = (60\,I_д/r)\,[\cos(90^\circ\cos\theta)/\sin\theta]. \qquad (2.16)$$

Здесь $I_д$ — действующее значение силы тока в середине провода (в данном случае — в пучности), выраженной в амперах.

Диаграмма направленности определяется вторым множителем в ф-ле (2.16), зависящим от угла θ. В то время как диаграмма направленности элементарного излучателя выражается ф-лой (2.6) $F(\theta) = \sin\theta$, диаграмма направленности полуволнового вибратора

$$F(\theta) = \cos(90°\cos\theta)/\sin\theta. \qquad (2.17)$$

Обе диаграммы отличаются друг от друга только в деталях, как это показано на рис. 2.7. Как видно из рис. 2.7, диаграмма

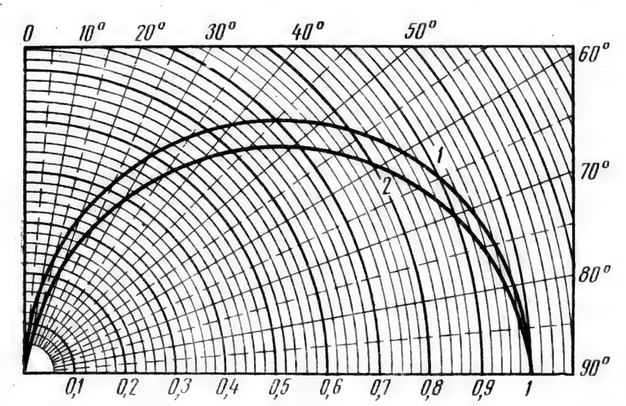


Рис. 2.7. Диаграммы направленности элементарного излучателя *(1)* и полуволнового вибратора *(2)*

направленности полуволнового вибратора тоже характеризуется наличием только одного лепестка. Однако этот лепесток сильнее прижат к экваториальной плоскости, что говорит о несколько более высоком значении коэффициента направленности полуволнового вибратора по сравнению с элементарным излучателем. Детальный расчет показывает, что в то время как усиление элементарного излучателя составляет $D = 1{,}5$, у полуволнового вибратора оно несколько выше, достигая значения $D = 1{,}64$. Из ф-лы (1.15) следует, что эффективная площадь полуволнового диполя составляет

$$A_э = D\lambda^2/4\pi. \qquad (2.18)$$

Эта площадь существенно зависит от длины диполя. Так, например, на волне $\lambda = 10$ см $A_э = 0{,}13$ м², а на волне $\lambda = 50$ м эффективная площадь возрастает до значения $A_э = 326$ м².

Сопротивление излучения полуволнового вибратора составляет $R_{изл} = 73{,}1$ Ом.

В заключение определим действующую длину полуволнового вибратора. Из рис. 1.19 и определения действующей длины следует, что площадь прямоугольника с неизвестной высотой $2l_д$ должна быть равна заштрихованной площади синусоиды при оди-

наковых значениях тока $I_д$ в пучности. Это может быть записано в виде словесного равенства $l_д I_д$ — площадь синусоиды в метр-амперах. В курсах высшей математики доказывается, что площадь синусоиды за четверть периода составляет $(2/\pi) l I_д$, откуда непосредственно следует

$$l_д = (2/\pi)\, l. \qquad (2.19)$$

2.4. Симметричные вибраторы произвольной длины

В практике, помимо полуволновых вибраторов, иногда применяют вибраторы, длина плеча которых превышает четверть длины волны. Естественно, что подобные устройства обладают параметрами, отличными от рассмотренных в предыдущем параграфе. Ниже дается сводка важнейших расчетных формул и приводятся основные диаграммы.

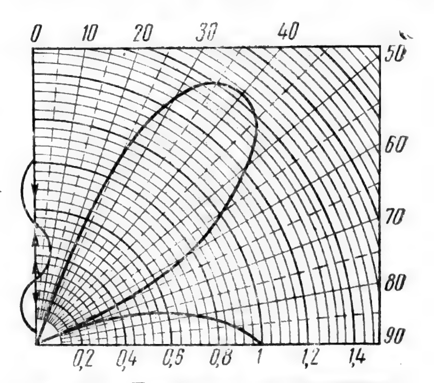


Рис. 2.8. Диаграмма направленности симметричного вибратора при $l = (3/4)\lambda$

В общем случае формула для нормированной диаграммы направленности имеет вид

$$F(\theta) = \frac{\cos(k\, l \cos\theta) - \cos k\, l}{\sin\theta}. \qquad (2.20)$$

Построенные по этой формуле диаграммы направленности приведены на рис. 2.8, 2.9 и 2.10.

Как видно из рассмотрения этих диаграмм направленности, все они приобрели многолепестковую структуру с явно выраженным главным лепестком.

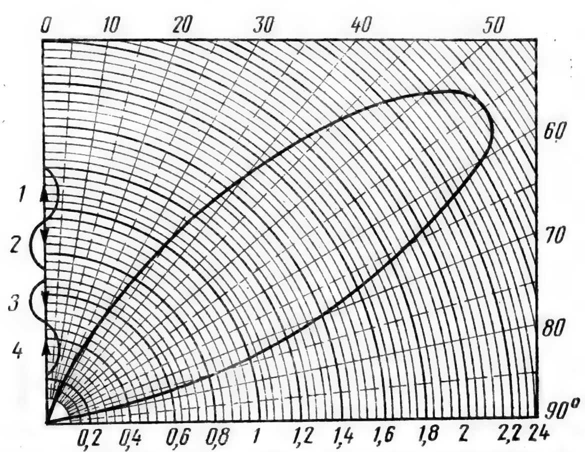


Рис. 2.9. Диаграмма направленности симметричного вибратора при $l = \lambda$

Рассмотрим рис. 2.11. При $l/\lambda=0{,}25$, сопротивление излучения принимает указанное выше значение для полуволнового вибратора $R_{изл}=73{,}1$ Ом, а при $l/\lambda=0{,}45$ достигает максимума 206 Ом.

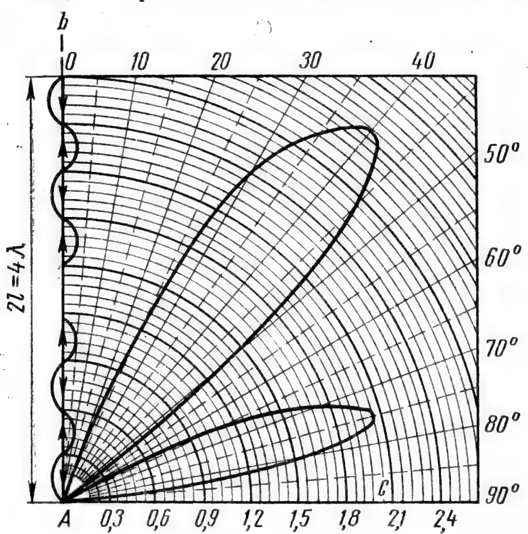


Рис. 2.10. Диаграмма направленности симметричного вибратора при $l=2\lambda$

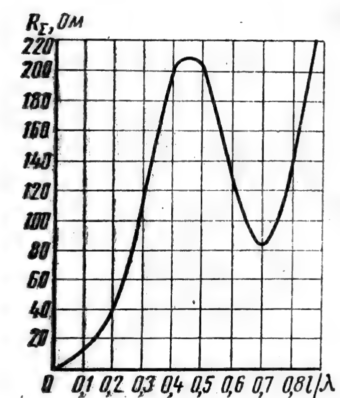


Рис. 2.11. Зависимость сопротивления излучения симметричного вибратора от отношения l/λ

В общем случае действующая длина симметричных вибраторов

$$l_д=\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{tg}\frac{kl}{2}\,. \qquad (2.21)$$

Наконец, входное сопротивление симметричного вибратора произвольной длины

$$Z_{вх}=\frac{R_{изл}}{\dfrac{R_{изл}^2}{\rho^2}+\sin^2 kl}-\mathrm{i}\,\rho\operatorname{ctg} kl, \qquad (2.22)$$

где $R_{изл}$ вычислено по отношению к току в пучности вибратора.

Следует отметить приближенный характер ф-лы (2.22), которую нельзя применять при $l=0{,}5\lambda$ и при тех значениях kl, при которых $\operatorname{ctg} kl$ принимает бесконечно большое значение.

Нетрудно видеть, что при $l=\lambda/4$ и $\rho^2 \gg R_{изл}^2$ ф-ла (2.22) переходит в ранее приведенную ф-лу (2.15).

2.5. Диполь Надененко

Говоря в параграфе 1.5 об основных параметрах антенных устройств, мы умышленно не упомянули еще об одной характеристике антенн, а именно об их диапазонных свойствах, т. е. о понятии, которое присуще всем радиотехническим устройствам как резонансного (прежде всего, контурам), так и апериодического (системы RC и т. д.) типа.

Говоря о диапазонных свойствах антенн, необходимо учитывать два аспекта: 1) возможность работы антенны в качестве передающей или приемной системы в широком диапазоне частот (в пределах 2:1, 3:1 или даже 4:1); подобные антенны носят название диапазонных, в них резонансные свойства явно не проявляются, и они действительно передают или принимают в указанных выше пределах; 2) возможность передачи и приема более или менее широкой полосы частот при заданном значении несущей частоты, когда можно говорить о расстройке порядка процентов или нескольких десятков процентов.

Полуволновый вибратор, как было показано, представляет собой явно выраженную резонансную систему с собственной длиной волны $\lambda=4l$ и применительно к атеннам этого типа можно говорить только о расстройке в небольших пределах, а не о перекрытии дву- или тем более трехкратного диапазона частот. Из теории резонансных систем (например, резонансного контура) известно, что резонанс тем острее, т. е. тем у́же полоса пропускаемых частот, чем выше добротность контура. Под добротностью понимают отношение волнового сопротивления контура к активному. В рассматриваемом случае волновое сопротивление определяется ф-лой (2.13), а активное — сопротивлением излучения. Обозначая добротность через Q, имеем

$$Q=120\,[\ln(2\,l/r)-1]/R_{изл}. \tag{2.2}$$

Единственной переменной, которой мы по желанию можем распоряжаться, является радиус провода r (ибо длина плеча диполя задана, а $R_{изл}=73{,}1$ Ом). Диполи с более широкой полосой пропускания представляют собой вибраторы с проводом большого радиуса. Чтобы облегчить конструкцию такой системы, по предложению С. И. Надененко, в качестве средства увеличения эквивалентного значения радиуса провода, плечи вибратора выполняются в виде системы проводов, подвешенных на реях обычного типа (рис. 2.12) или на «кольцевых реях» (рис. 2.13). В сантиметровом диапазоне волн плечи диполя Надененко выполняются в виде пластин (рис. 2.14).

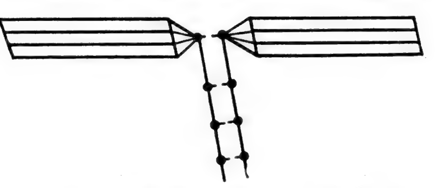


Рис. 2.12. Широкополосный симметричный вибратор с плечами в виде проводов на реях

Рассмотрим рис. 2.15. График весьма наглядно иллюстрирует зависимость полосы пропускания от волнового сопротивления. Кри-

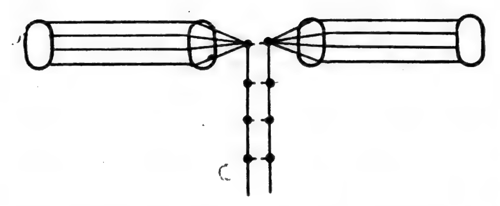


Рис. 2.13. Широкополосный вибратор с плечами в виде проводов на кольцевых реях

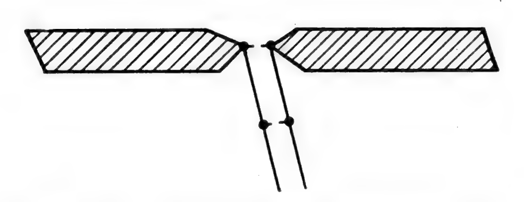


Рис. 2.14. Широкополосный вибратор, выполненный из пластин

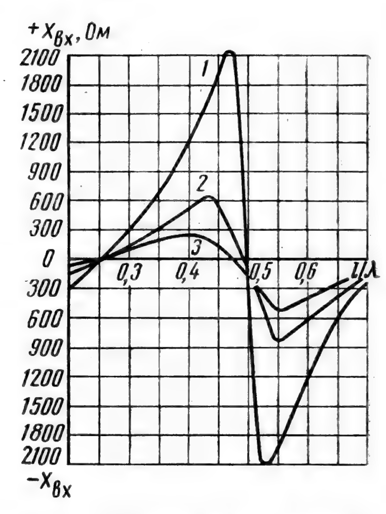


Рис. 2.15. Зависимость реактивной составляющей входного сопротивления вибратора от отношения l/λ для трех значений волнового сопротивления: 1. ρ=1000 Ом. 2. ρ=500. 3. ρ=300

вые ясно показывают, что по мере уменьшения волнового сопротивления они принимают все более сглаженный характер.

2.6. Петлеобразный диполь

В диапазоне метровых волн широко распространен предложенный А. А. Пистолькорсом петлеобразный полуволновый диполь (рис. 2.16), представляющий собой, в отличие от обычных полуволновых вибраторов, замкнутую конструкцию. Благодаря тому что длина плеча равна четверти длины волны в точке *A*, направление тока меняется на обратное, как это показано для какого-то момента времени стрелками. По этой причине в обоих проводах, образующих плечо, ток всегда течет в одном направлении — бифилярный эффект (см. параграф 1.3) отсутствует. В точке *C* направление тока снова изменяется, вследствие чего в нижнем плече, в обоих проводах, ток всегда имеет такое же направление, как и в верхнем.

Рис. 2.16. Петлеобразный полуволновый вибратор

Большое конструктивное достоинство такого диполя в том, что точка *B* имеет нулевой потенциал, вследствие чего в этом месте диполь может быть приварен к поддерживающей антенну металлической конструкции, и отпадает необходимость в изоляторах.

2.7. Вертикальный заземленный провод (антенна А. С. Попова)

Антенной А. С. Попова принято называть вертикальный заземленный провод. Теория подобной антенны чрезвычайно упрощается, если приписать поверхности земли свойства идеально проводящего тела. На длинных и средних волнах подобными свойствами в первом приближении обладают морская вода и влажная почва. Из подобного предположения мы и будем исходить при дальнейшем рассмотрении таких антенн.

В электродинамике широко применяется принцип зеркальных изображений, который заключается в следующем. Если над идеально проводящей плоскостью находится небольшое по размеру положительно заряженное тело *A* и требуется определить структуру электрического поля между зарядом и плоскостью *B* (рис. 2.17), то для этого достаточно заменить проводящую плоскость сим-

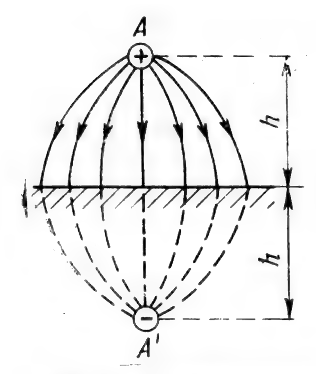


Рис. 2.17. Электрическое поле между точечным зарядом и идеально проводящей плоскостью

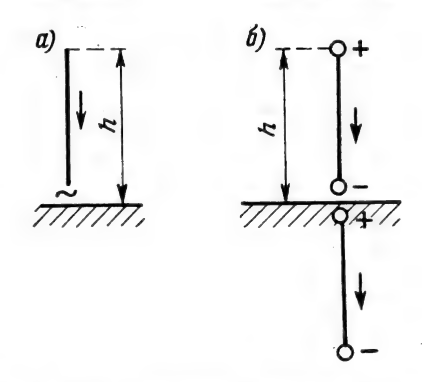


Рис. 2.18. Заземленный вертикальный провод:
а) собственно провод; *б)* его эквивалентная схема

метрично расположенным зарядом *A′* противоположного знака на удалении *h* от плоскости. Распределение электрических силовых линий между двумя зарядами хорошо известно, и верхняя половина картины этих линий будет отображать структуру реального поля между зарядом *A* и землей. Эта часть силовых линий изображена сплошными кривыми.

Можно доказать, что принцип зеркальных изображений справедлив для зарядов не только статических, но и меняющихся во времени. Это обстоятельство дает возможность рассмотреть поле, создаваемое вертикальным или наклонным проводом (рис. 2.18*а*), расположенным над идеально проводящей плоскостью, по которому протекает переменный ток. Стрелка показывает направление тока в рассматриваемый момент времени. Поскольку ток течет от положительного заряда к отрицательному, то это дает возможность заменить действительную схему эквивалентной (рис. 2.18*б*).

Здесь же показаны заряды-изображения и токи, протекающие по проводу-изображению. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что ток в проводе-изображении течет в том же направлении, что и в реальном проводе. Это дает возможность утверждать, что роль идеально проводящей поверхности земли сводится к удвоению поля радиоволн, излучаемых вдоль поверхности раздела.

Благодаря зеркальному эффекту земли вертикальный провод над поверхностью земли по своему излучающему действию эквивалентен симметричному вибратору удвоенной длины в свободном пространстве. Все изложенное позволяет целиком приложить к антенне А. С. Попова теорию симметричного вибратора. В частности, на расстоянии r вдоль поверхности земли поле получает значение

$$E_д = 120\,\pi I_д\, h_д/r\,\lambda, \tag{2.24}$$

что в два раза больше поля, создаваемого в свободном пространстве симметричным вибратором общей длины $h_д$.

Вертикальная заземленная антенна обычно применяется в диапазоне средних волн, в частности, как корабельная антенна. То, что провод несколько наклоняется при креплении его верхнего конца к корабельной мачте, несущественно. Поскольку в этом диапазоне высота антенны h много меньше длины волны, то распределение тока вдоль провода отображается частью синусоиды, соответствующей малым значениям аргумента $\alpha = kh$ (рис. 2.19). Из тригонометрии известно, что при малых α синус можно заменить аргументом. Таким образом, распределение тока вдоль провода подчиняется линейному закону

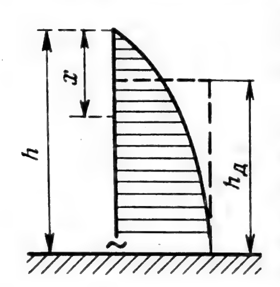


Рис. 2.19. Распределение тока по вертикальному заземленному проводу

$$I = I_m \sin kx \approx I_m kx. \tag{2.25}$$

«Площадь тока» в этих условиях определяется выражением $I_m h/2$. Тогда действующая высота $h_д$ может быть найдена из равенства

$$I_m\, h/2 = I_m\, h_д, \tag{2.26}$$

откуда

$$h_д = h/2. \tag{2.27}$$

При условии $h \ll \lambda/4$ входное сопротивление вертикальной заземленной антенны всегда носит емкостный характер и представляет собой довольно значительную по абсолютному значению величину, что существенно ограничивает силу возбуждаемого в антенне тока. Для компенсации емкостного реактивного сопротивления в основание антенны обычно включают удлинительную катуш-

ку с регулируемой индуктивностью (рис. 2.20). Для настройки такой антенны в резонанс должно выполняться условие $\omega L = \mathrm{ctg}\, kh$, откуда определяется индуктивность удлинительной катушки

$$L = (1/\omega)\,\mathrm{ctg}\, kh. \quad (2.28)$$

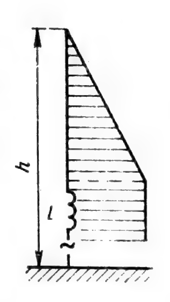


Рис. 2.20 Распределение тока в вертикальной антенне с удлинительной катушкой

В диапазоне метровых волн вертикальные антенны часто применяются в связных станциях небольшого радиуса действия (в рейдовых станциях, станциях внутриэскадренной связи, на движущихся автомашинах — пожарных, такси, различных спецслужб и т. д.). Если роль заземления в морских станциях прекрасно выполняет корпус судна, то на движущемся автомобиле контакта с почвой обеспечить нельзя. Здесь роль заземления выполняет корпус, «масса» автомашины, емкость которой относительно земли много больше емкости вертикального провода.

2.8. Г-образные, Т-образные и зонтичные антенны

Такие антенны применяются только в диапазонах средних и длинных волн. О назначении горизонтальных или наклонных частей антенн уже говорилось — создать емкость, подключаемую к верхушке антенны, и тем самым сместить узел тока с верхней точки вертикальной части на дальний конец горизонтального провода. На рис. 2.21 штриховой линией показано распределение тока по проводу вертикальной антенны, а сплошной — распределение тока в Г-образной антенне. При достаточно большой емкости горизонтальной части антенны распределение вдоль вертикального провода приближается к прямоугольному, что увеличивает действующую высоту с $h_д = 0{,}5h$ (для антенны А. С. Попова в диапазоне средних волн) до $h_д = (0{,}75—0{,}9)h$ — для Г-образных, Т-образных и, особенно, зонтичных антенн. Для увеличения емкости горизонтальной части ее выполняют в виде системы параллельных проводов, расположенных в одной плоскости или вдоль образующих цилиндра. Г- и Т-образные антенны являются наиболее распространенным видом судовых антенн (рис. 2.22 и 2.23). Такие антенны настраиваются катушкой переменной индуктивности или в тех случаях, когда собственная

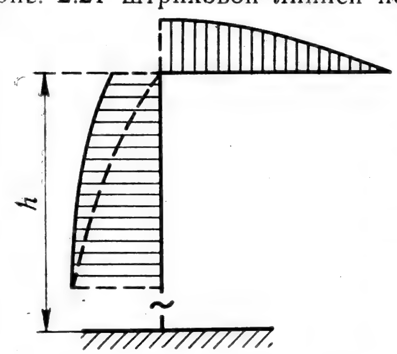


Рис. 2.21. Распределение тока в Г-образной антенне

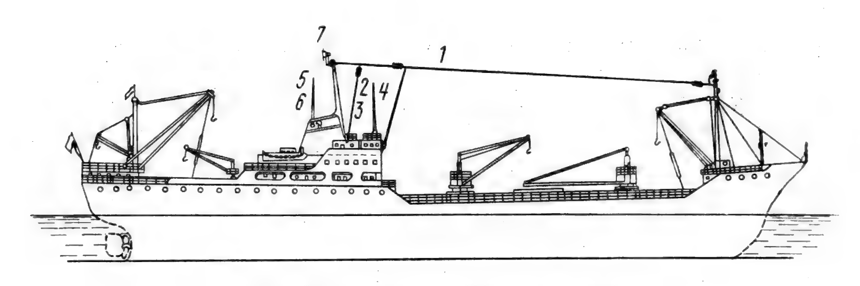


Рис. 2.22. Судовая Г-образная антенна

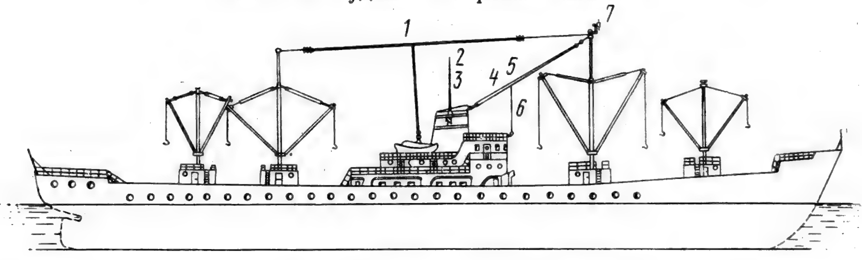


Рис. 2.23. Судовая Т-образная антенна

длина волны антенны λ_0 превышает рабочую длину волны, — переменным конденсатором. Этим уменьшают собственную длину волны.

2.9. Заземление, противовес и их устройство

Понятно, что заземление и противовес применяются только для несимметричных антенн. Симметричный вибратор, диполь Надененко и все другие разновидности симметричных антенн в этих устройствах не нуждаются.

Заземление наиболее просто и надежно осуществляется на судах. Одна из выходных клемм передающего устройства соединяется с корабельной антенной, а вторая— с широкой медной шиной, другой конец которой приваривается к корпусу судна. На береговых станциях заземляющая шина приваривается к железному или медному листу, зарываемому до уровня грунтовых вод. Часто яму, в которую погружают лист, засыпают толченым углем для повышения проводимости окружающего металлическую пластину грунта. Размеры пластины зависят от мощности станции и силы протекающего по антенне тока. На станциях большой мощности дела-

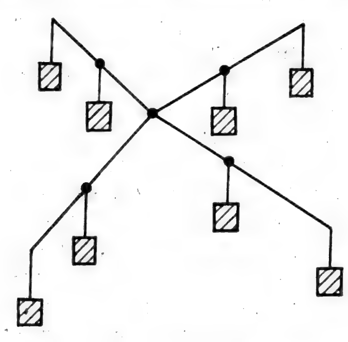


Рис. 2.24. Устройство многократного заземления

ют несколько заземлений, иногда их располагают вдоль радиально проложенных проводов заземления (рис. 2.24). Когда грунт обладает очень низкой проводимостью (сухой песок, скалистый грунт), заземление не может обеспечить хорошего контакта с почвой и его применение будет сопряжено с большими потерями энергии. В этих случаях используют противовес. Так принято называть систему проводов, подвешенных на высоте 1,5—2 м над

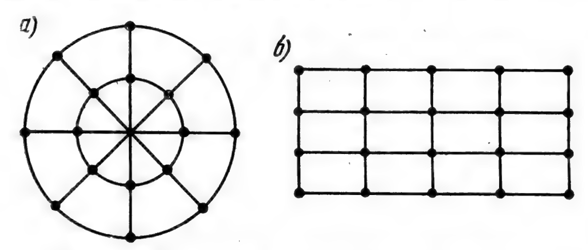


Рис. 2.25. Способы устройства противовеса

поверхностью земли и образующих как бы вторую обкладку конденсатора (первой является сама антенна). Емкость противовеса относительно земли должна быть много больше емкости антенны. Чем больше мощность передающей антенны, тем разветвленнее должен быть противовес (рис. 2.25).

2.10. Проволочные антенны бегущей волны

Во всех рассмотренных выше разновидностях проволочных антенн возбуждались стоячие волны напряжения и тока. В начале развития антенной техники считали, что для излучения необходимо создать в проводе стоячие волны. Это, конечно, большое заблуждение. Так же хорошо может излучать провод в режиме бегущих волн, однако, направление излучения, диаграмма направленности и другие характеристики будут при этом существенно отличаться от аналогичных характеристик провода со стоячими волнами.

Проволочные антенны бегущей волны в современной технике связи применяются в двух вариантах: в качестве приемных антенн в диапазоне сверхдлинных волн и в качестве коротковолновых передающих и приемных антенн.

Принцип работы антенн первого типа заключается в следующем. Как известно из теории [2] при распространении над полупроводящей почвой вертикально поляризованной волны (т. е. волны с вертикальной составляющей электрического поля E_z) (рис. 2.26) под действием наводимых в земле токов возникает продольная составляющая электрического поля, ориентированная вдоль направления распространения, показанного на рисунке стрелкой. Сама антенна бегущей волны представляет собой провод большой длины (до 1 км), подвешенный на высоте от двух до восьми мет-

ров над поверхностью земли (рис. 2.27). Между одним концом провода и землей подключается приемное устройство, входное сопротивление которого подбирается равным волновому сопротивлению провода. Другой конец провода замыкается на землю через

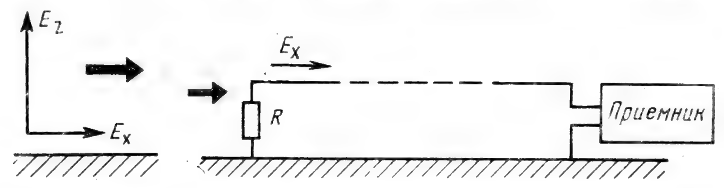


Рис. 2.26. Возникновение продольной составляющей электрического поля радиоволны при распространении над полупроводящей почвой

Рис. 2.27. Приемная антенна бегущей волны

нагрузку (надлежащим образом подобранное комплексное сопротивление), которая возбуждает в проводе бегущую волну. Провод должен быть ориентирован в направлении корреспондента. В этих условиях продольная составляющая приходящей волны окажется параллельной проводу и будет наводить в нем эдс. Волны, приходящие с других направлений, будут наводить тем меньшую эдс, чем больше угол, составленный направлением распространения и осью провода. При правильно подобранных сопротивлениях на концах провода в нем устанавливается режим бегущей волны, что обеспечивает наиболее полное использование принимаемой проводом энергии радиоволны.

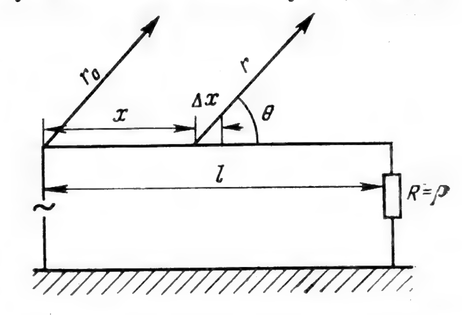


Рис. 2.28. Излучение провода в режиме бегущей волны

В диапазоне коротких волн в качестве проволочных передающих и приемных антенн широко применяются ромбические антенны, основным излучающим элементом которых являются прямолинейные отрезки проводов в режиме бегущей волны. На рис. 2.28 представлен такой провод, нагруженный на активное сопротивление, равное волновому. В проводе в этих условиях устанавливается бегущая волна тока, и на удалении x от начала провода ток будет выражаться формулой [1])

$$I_x = I_0 \sin(\omega t - kx). \qquad (2.29)$$

Разобьем провод на множество бесконечно малых элементов Δx. В каждом из этих элементов силу тока можно считать одина-

[1]) Сравните это выражение с ф-лой (2.11) для стоячих волн тока в симметричном вибраторе.

ковой, однако, фазы токов от элемента к элементу будут непрерывно по линейному закону kx изменяться. К каждому из этих элементов можно применить формулу элементарного излучателя (2.5) и определить создаваемое поле на удалении r_0 от начала провода. Затем необходимо просуммировать излучения от всех элементов провода, приняв обязательно во внимание, что элемент на удалении x находится на расстоянии r от точки наблюдения, причем между r_0 и r существует соотношение $r=r_0-x\cos\theta$, где θ — угол, в направлении которого определяется поле.

Результатом суммирования будет выражение (E_m в В/м):

$$E_m = \frac{60\,I_0}{r}\,\frac{\sin\theta\sin\left[\frac{kl}{2}(1-\cos\theta)\right]}{1-\cos\theta}. \qquad (2.30)$$

Второй множитель в этом выражении характеризует диаграмму направленности. Построенные по этой формуле диаграммы направленности для разных значений отношения l/λ показывают, что, в отличие от симметричного вибратора, главный лепесток диаграммы направленности ориентирован не перпендикулярно проводу, а под некоторым углом α. Так, например, при отношении длины провода к длине волны, указанном на рис. 2.29, максимум излучения оказывается направленным под углом 32°.

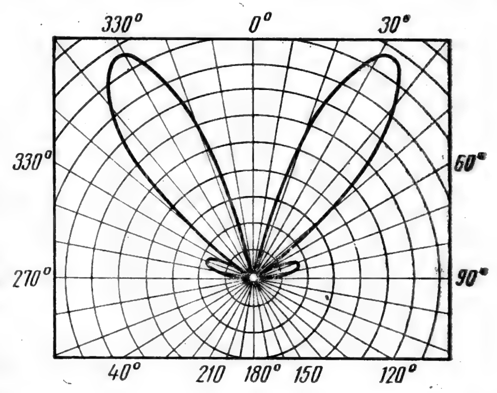


Рис. 2.29. Диаграмма направленности антенны с бегущей волной тока ($l/\lambda=2$)

Рассмотрим рис. 2.30, четыре провода одинаковой длины l образуют ромб. Эти провода подвешены на высоте нескольких метров в зависимости от требуемого угла возвышения главного лепестка в вертикальной плоскости. Сопротивление нагрузки R выбирается равным волновому сопротивлению проводов ромба, что обеспечивает установление в проводах бегущей волны тока. Угол ψ у острого угла ромба выбирается так, чтобы максимумы четырех лепестков диаграмм направленности всех четырех проводов (направления максимумов обозначены на рис. 2.30 цифрами 1, 2, 3 и 4) оказались ориентированными вдоль большой диагонали ромба.

Благодаря такому выбору угла ψ излучения всех четырех проводов в этом направлении складываются и образуют главный лепесток направленности антенны в целом. Как следует из этого описания, ромбические антенны конструктивно весьма просты и недо-

роги. Однако они громоздки и не обеспечивают высокой направленности. Излучение в сторону от главного направления создает побочные лепестки. Выбирая высоту подвеса над поверхностью земли, можно придать основному лепестку диаграммы направлен-

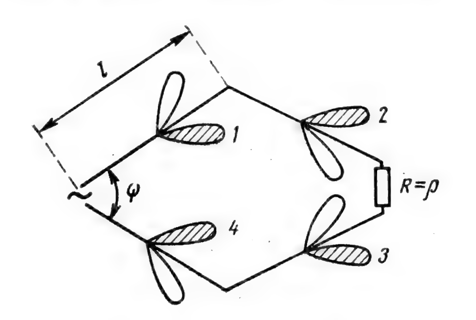


Рис. 2.30. Объяснение принципа работы ромбической антенны

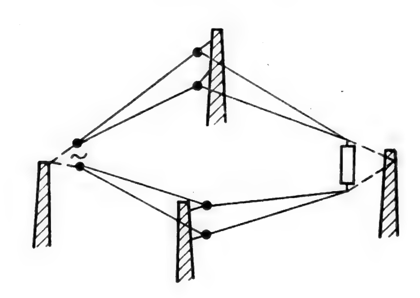


Рис. 2.31. Устройство ромбической антенны

ности необходимый угол возвышения в вертикальной плоскости. Для более полного согласования с нагрузочным сопротивлением стороны ромба обычно выполняются из двух расходящихся к тупым углам проводов (рис. 2.31).

К антеннам бегущей волны относятся также спиральные и логопериодические антенны, которые рассматриваются в последующих главах.

Глава 3

РАМОЧНЫЕ АНТЕННЫ

3.1. Принцип действия приемных рамочных антенн

Рамочные антенны применяются, главным образом, в качестве приемных антенн судовых и береговых радиопеленгаторов. Объясняется это их способностью определять направление прихода радиоволны в горизонтальной плоскости.

Кроме того, примерно до 1940 г. рамочные антенны применялись для приема центральных радиовещательных станций, а также для приема телеграфных передач в диапазоне длинных волн. Благодаря своему направленному действию рамочные антенны снижали мешающее действие сигналов посторонних станций и атмосферных помех.

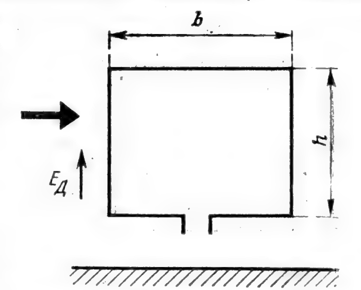


Рис. 3.1. Принцип действия приемной ромбической антенны

Рамочная антенна представляет собой многовитковую конструкцию, способную вращаться вокруг вертикальной оси. На рис. 3.1 изображен один виток рамки. Предполагается, что суммарная длина всех витков рамки меньше $\lambda/4$ и что плоскость рамки ориентирована вдоль направления прихода волны, которое показано массивной стрелкой. Допустим далее, что амплитуда вертикальной составляющей электрического поля радиоволны имеет значение E_m. Эта составляющая наводит в левом проводе эдс $u_1 = E_m h \cos \omega t$, а в правом — эдс той же амплитуды, но сдвинутую по фазе на угол

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} b, \text{ т. е. } u_2 = E_m h \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} b\right).$$

Суммарная эдс определится выражением

$$u = u_1 + u_2 = E_m h \left[\cos \omega t + \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} b \right) \right]. \qquad (3.1)$$

После простых тригонометрических преобразований ф-ла (3.1) приобретает вид

$$U_m = 2 h E_m \sin \frac{\pi b}{\lambda}, \qquad (3.2)$$

где через U_m обозначена амплитуда наводимой эдс.

Вследствие введенного выше ограничения о длине витка следует, что в диапазоне средних волн размер b всегда много меньше длины волны. Это позволяет заменить в (3.2) синус аргументом и получить

$$U_m = (2\pi S/\lambda) E_m, \qquad (3.2а)$$

где $S = bh$ — площадь рамки.

Если рамка состоит из n последовательно включенных витков, то, применяя ф-лу (3.2а) к каждому из них, получим

$$U_д = (2\pi n S/\lambda) E_д. \qquad (3.2б)$$

В ф-ле (3.2б) мы, кроме того, перешли от амплитудных к действующим значениям напряженности поля и эдс. Множитель перед $E_д$ часто называют действующей высотой рамки и обозначают $h_д$ (в м), т. е.

$$h_д = 2\pi n S/\lambda. \qquad (3.3)$$

Полученная формула показывает, что работа рамки тем эффективнее, чем больше ее площадь и количество витков и чем короче длина волны, при этом следует помнить о введенном выше ограничении об общей длине провода.

Однако даже при большом количестве витков действующая высота рамки весьма незначительна, что следует из рассматриваемого ниже примера:

Пусть $S = 4$ м²; $n = 100$ витков и $\lambda = 2000$ м.
Подставляя эти цифры в ф-лу (3.3), находим

$$h_д = \frac{2\pi \cdot 100 \cdot 4}{2000} = 1{,}26 \text{ м}.$$

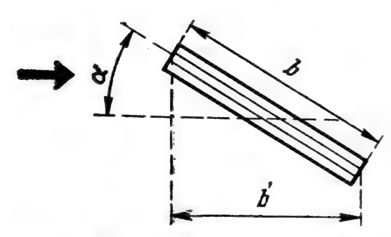


Рис. 3.2. Рамочная антенна (вид сверху)

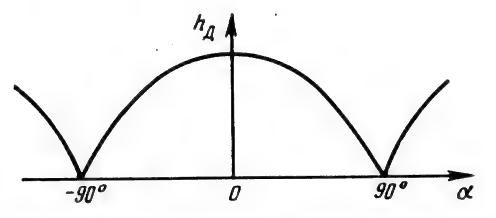


Рис. 3.3. Зависимость действующей высоты рамочной антенны от направления прихода волны

На рис. 3.2 рамочная антенна представлена в плане для случая, когда плоскость рамки составляет угол α с направлением прихода волны. В этом случае роль размера b играет его проекция $b' = b \cos \alpha$ на направление распространения. Подставляя это значение в выражение для S и далее в ф-лу (3.3), получаем

$$h_{д} = \frac{2 \pi n S}{\lambda} \cos \alpha. \qquad (3.4)$$

Рассмотрим рис. 3.3. Обращает на себя внимание, что величина $U_{д}$ (пропорциональная действующей длине рамки) очень медленно меняется в области максимума (при $\alpha = 0°$) и, наоборот, очень резко падает до нуля вблизи минимумов ($\alpha = \pm 90°$). Именно это свойство рамки используют, применяя ее в судовых и береговых радиопеленгаторах.

3.2. Рамочные антенны радиопеленгаторов [1)]

Радиопеленгатором называют прибор, состоящий из поворотной рамочной антенны и приемного устройства, который позволяет определить направление (пеленг) приходящей радиоволны.

Концы многовитковой рамочной антенны (рис. 3.4) подводятся ко входу приемного устройства. Поворотная ось снабжается лимбом с градусными делениями и неподвижным индексом, по которому можно отсчитывать положение рамки, при котором напряжение достигает минимума. Если пеленгатор находится на берегу, то индекс устанавливается в такое положение, при котором пеленг на станцию (по минимуму) определяется относительно линии север—юг. Если же радиопеленгатор находится на судне, то пеленг отсчитывается относительно диаметральной плоскости корабля или относительно линии север—юг, определяемой по репитеру (повторителю) гирокомпаса.

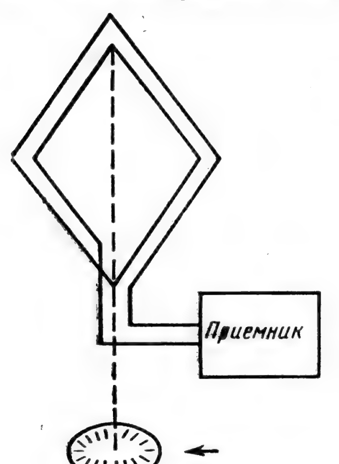


Рис. 3.4. Устройство рамочного пеленгатора

Антенна

Рамка

Рамка

−

+

Рис. 3.5. Получение кардиоидной диаграммы направленности

---

1) Старик М. Е., Кукес И. С. «Радиопеленгаторы», М., «Сов. радио», 1970 г.

Как следует из рис. 3.3, минимум амплитуды сигнала возникает при двух положениях рамки (+90 и —90°), поэтому радиопеленгатор не может определить, с какого именно направления вдоль линии, перпендикулярной плоскости рамки, приходит волна. Для устранения этой неопределенности или, как говорят, определения «стороны» необходимо применить дополнительную ненаправленную антенну такой высоты, чтобы напряжение сигнала от этой антенны было примерно равно максимальному напряжению от рамки. Подводя к приемнику сумму напряжений от рамки и от ненаправленной антенны, для результирующей эдс получаем

$$u_д = h_д E_д (1 + \cos\alpha). \qquad (3.5)$$

В полярной системе координат выражение в круглых скобках (3.5) представляет собой уравнение кардиоиды. В этой же системе координат ур-ние (3.4) имеет вид двух окружностей, нанесенных на рис. 3.5 тонкой сплошной линией. Диаграмма ненаправленной антенны имеет форму окружности (пунктирная линия).

Учитывая, что при прохождении через минимум фаза наводимого в рамке напряжения изменяется на 180°, в ненаправленную антенну включают такую нагрузку, чтобы в одном положении максимального приема на рамку напряжения от ненаправленной антенны и от рамки совпадали по фазе. Это обстоятельство нашло отражение в том, что на рис. 3.5 совпадающие по знаку напряжения от ненаправленной антенны и от рамки отмечены знаком «плюс». Результирующая диаграмма направленности в форме кардиоиды показана жирной линией.

Учитывая сказанное выше, процедура определения пеленга и «стороны» сводится к следующему:

1. Настроив радиопеленгатор на нужную станцию, по минимуму сигнала определяют направление на нее. При этом ненаправленная антенна отключена.

2. Устанавливают рамку в положение максимума приема и подключают ненаправленную антенну. Поворачивая рамку на 180°, определяют положение, при котором сила приема максимальна,— оно соответствует истинному направлению прихода волны («стороне» определяемого направления). Как правило, реальная диаграмма направленности не имеет нуля, что объясняется неизбежными паразитными связями и неточностью регулировки силы приема на ненаправленную антенну. Однако при этом явственно проявляется минимум силы приема, что достаточно для определения «стороны» приходящей волны.

3.3. Антенны судовых радиопеленгаторов

Радиопеленгатор является весьма важным элементом радионавигационного оборудования корабля. Если радиопеленгаторная

станция расположена на берегу, то почти всегда можно выбрать ровный участок, удаленный от металлических сооружений, что обеспечивает нормальную работу антенной системы. На корабле рамочная антенна находится в окружении металлических надстроек, мачт и других систем корабля, часть из которых время от времени перемещается (краны, орудийные башни и т. д.). В каждой такой металлической части корабля (например, мачте) приходящая волна наводит ток, который, в свою очередь, создает вторичное излучение. Множество подобных вторичных излучателей создает в месте расположения рамочной антенны суммарное электромагнитное поле, которое, взаимодействуя с основным полем приходящей волны, искажает его структуру. Искажение обычно проявляется в том, что направление прихода результирующей волны отличается от истинного направления на пеленгуемую станцию. Это обстоятельство, естественно, приводит к ошибкам пеленга, которые называются судовой радиодевиацией (по аналогии с девиацией магнитных компасов).

Прежде чем говорить о методах устранения судовой радиодевиации, скажем коротко о рамочных антеннах современных кораблей. Обычно для снижения радиодевиации рамочная антенна размещается на специальной площадке у верхушки мачты. Вращать рамку вокруг вертикальной оси в этих условиях очень неудобно. Поэтому применяют две взаимно перпендикулярные *неподвижные* рамки, от каждой из которых прокладывают провода к прибору-гониометру, расположенному в штурманской рубке, который и содержит в себе вращающийся элемент. Схема судовой гониометрической системы представлена на рис. 3.6. Здесь *A* и *B* — неподвиж-

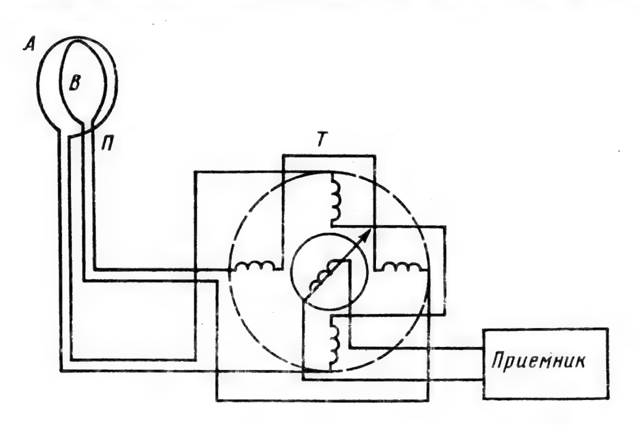
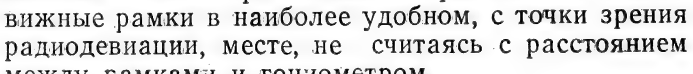


Рис. 3.6. Устройство гониометрической рамочной антенны

ные, взаимно перпендикулярные рамки; *П* — соединительные провода. И рамки, и провода заключены в металлические экраны, что исключает наводки паразитных эдс; *Г* — гониометр, который пред-

ставляет собой небольшой по габаритам прибор, содержащий две взаимно перпендикулярные полевые катушки и одну, вращающуюся между ними подвижную (искатель). На вертикальную ось искателя жестко насажен лимб с градусными делениями, идентичный тому, который был связан с осью вращающейся одиночной рамки. Провода от искателя соединены со входом приемного устройства.

Структура поля приходящей волны, которое воздействует на неподвижные рамки, полностью воспроизводится полевыми катушками, внутри которых расположен искатель гониометра. Таким образом, роль подвижной одиночной рамки выполняет искатель гониометра. Применение гониометра позволяет разместить неподвижные рамки в наиболее удобном, с точки зрения радиодевиации, месте, не считаясь с расстоянием между рамками и гониометром.



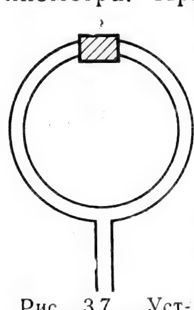
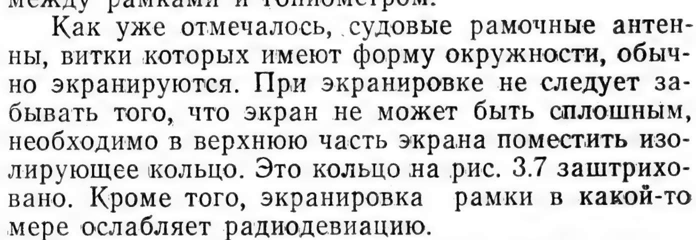


Рис. 3.7. Устройство экранированной рамочной антенны



Как уже отмечалось, судовые рамочные антенны, витки которых имеют форму окружности, обычно экранируются. При экранировке не следует забывать того, что экран не может быть сплошным, необходимо в верхнюю часть экрана поместить изолирующее кольцо. Это кольцо на рис. 3.7 заштриховано. Кроме того, экранировка рамки в какой-то мере ослабляет радиодевиацию.

Радиодевиация измеряется и устраняется на специальных морских полигонах. Судно циркулирует и радиопеленг сравнивается с истинным направлением приходящей волны. Для устранения влияния металлических частей корабля необходимо, прежде всего, удачно разместить неподвижные рамки. Как отмечалось, — это обычно специальная площадка у верхушки одной из мачт или надстроек. Для компенсации девиации параллельно катушке искателя подключают настраиваемый контур со специально подобранными активным и реактивным сопротивлением. В необходимых случаях устанавливают на корабле компенсирующие одновитковые рамочные антенны, замкнутые на специально подобранное сопротивление.

3.4. Антенны с ферритовыми сердечниками

В последние годы в антенной технике широко применяются ферриты — материалы, сочетающие в себе ферромагнитные и диэлектрические свойства. Ферриты представляют собой твердые растворы окиси железа Fe_2O_3 и окислов других металлов (лития, алюминия и других). Магнитная проницаемость их на частоте 100 кГц достигает значения $\mu = 2000$, а на частотах порядка 100 МГц — значений 30—40. Удельная проводимость ферритов достигает значений $\sigma = 10^{-7}$—10^{-12} См/м против значения 10^7 См/м — для желе-

за. Относительная диэлектрическая проницаемость обычно изменяется в пределах от 10 до 20.

Ферритовые антенны (рис. 3.8) широко применяются в радиовещательных приемных устройствах, особенно в малогабаритных транзисторных приемниках.

Указанное выше значение магнитной проницаемости достижимо только для стержней бесконечно большой длины. В стержнях конечной длины имеет место эффект размагничивания, проявляющийся в том, что фактическое значение магнитной проницаемости оказывается тем меньше, чем меньше отношение l/d, где l — длина ферритового стержня, а d — его диаметр. Эффективное значение магнитной проницаемости

$$\mu_{эф} = \frac{\mu}{1 + L(\mu + 1)}, \qquad (3.6)$$

где L — так называемый фактор размагничивания волн.

Рис. 3.8. Антенна с ферритовым сердечником (F — ферритовый сердечник круглого сечения, K — катушка, которая надевается на стержень)

Действующая высота ферритовой антенны

$$h_д = 2\pi n S \mu_{эф}/\lambda. \qquad (3.7)$$

Рассмотрим численный пример. Определить действующую высоту ферритовой антенны при $l=30$ *см*; $d=1$ *см*; $n=50$; $\mu=500$; $\lambda=200$ *м*.

Из соответствующих кривых можно найти, что при $l/d=30$; $\mu_{эф}=230$; $S=0{,}75\cdot10^{-4}$ м². Подставляя эти значения в ф-лу (3.7), находим

$$h_д = \frac{2\pi\cdot50\cdot0{,}75\cdot10^{-4}\cdot230}{200} = \frac{270}{10^4} = 0{,}027.$$

3.5. Передающие рамочные антенны радиомаяков

Рамочные антенны в основном используются в качестве приемных. Это, в частности, объясняется тем, что в диапазоне средних волн обычно не нужно изменять направленность антенн в горизонтальной плоскости. Однако встречаются и исключения: антенны радиомаяков, диаграмма направленности которых по условиям работы медленно вращается в горизонтальной плоскости, описывая за одну минуту полный оборот. Это береговые маяки с вращающейся диаграммой направленности, которые позволяют судну, не имеющему радиопеленгатора, определить свое положение с помощью обычного радиоприемного устройства, принимая сигналы от двух (а лучше — трех) береговых маяков указанного типа.

Передающие рамочные антенны представляют собой две взаимно перпендикулярные неподвижные рамки, обычно треугольные, подвешенные на высокой (50 м и выше) мачте. Провода рамки

удерживают в нужном положении системой оттяжек (рис. 3.9). Провода от рамок подводятся к полевым катушкам гониометра,

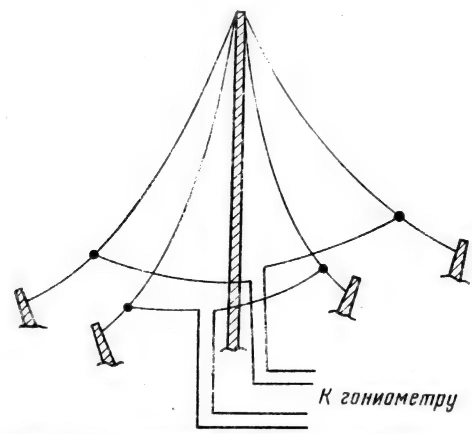


Рис. 3.9. Устройство передающих рамочных антенн в диапазоне средних волн

рассчитанного на мощность передающего устройства. Напряжение с выходного каскада передатчика подводится к подвижной катушке. На основании принципа обратимости работа передающей рамочной антенны не отличается от рассмотренного выше действия гониометрической приемной системы.

Глава 4

СЛОЖНЫЕ ПРОВОЛОЧНЫЕ АНТЕННЫ

4.1. Принцип создания диаграммы направленности требуемой формы с помощью совокупности излучателей

В гл. 2 показано, что ни диполь, ни ромбическая антенна, ни более сложные заземленные антенны не могут создать достаточно и тем более сколь угодно острую диаграмму направленности. Для формирования более острых диаграмм направленности можно воспользоваться принципами оптики, а говоря точнее, принципом работы дифракционных решеток.

Солнце в масштабе вселенной является точечным излучателем и создает ненаправленное излучение. Если на пути распространения солнечного луча поставить непрозрачную пластину с множеством весьма тонких щелевых отверстий (рис. 4.1), расположенных на одинаковых расстояниях друг от друга, то, проходя сквозь эти отверстия, луч создает дифракционную картину. Напомним, что под дифракцией в общем случае понимают не только огибание встреченных на пути препятствий, но вообще распространение волн в среде с резкими неоднородностями. В данном случае подобные неоднородности создаются совокупностью щелей в непрозрачном экране. На достаточно большом удалении от решетки помещается экран *Э* (рис. 4.2).

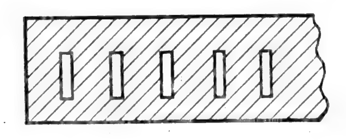


Рис. 4.1. Дифракционная решетка

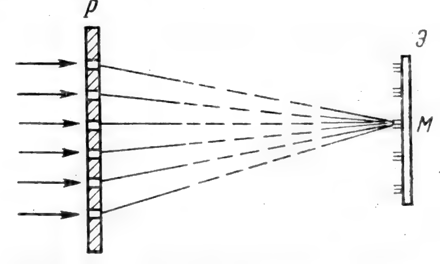


Рис. 4.2. Схема образования дифракционного изображения

Предположим, что в дифракционной решетке всего одна щель. Если щель эта достаточно велика (скажем порядка 2 см) и освещается монохроматическим зеленым светом с длиной волны 0,6 мкм, то на удаленном экране *Э* возникает полоса света в соответствии с законами геометрической оптики с незначительной дифракционной картиной по краям. Можно было бы предполо-

жить, что по мере уменьшения ширины щели полоса света будет соответственно уменьшаться. Но это не так, ибо при узких щелях уже действуют законы волновой оптики и при беспредельном уменьшении ширины щели освещенная область быстро расширяется. Отсюда можно сделать вывод, что одна щель, какой бы тонкой она ни была, не позволяет получить достаточно узкой диаграммы направленности.

Но то, что не реализуемо одной узкой щелью, вполне выполнимо для совокупности щелей, пусть даже не очень узких. Если экран *Э* (рис. 4.2) достаточно удален от дифракционной решетки *P*, то лучи, проходящие сквозь щели и достигающие точки *M* на экране, можно считать практически параллельными. Стало быть, фазы полей, создаваемых отдельными лучами в точке *M*, одинаковы, и поля эти, складываясь, создают сильно освещенное световое пятно. Стоит, однако, отступить вдоль экрана чуть в сторону от этого пятна, как строгая фазировка нарушается, что приводит к резкому снижению освещенности. Расчеты, подтвержденные экспериментом, показывают, что диаграмма направленности, определяемая в рассматриваемом случае распределением освещенности на экране, будет несравненно острее, чем создаваемая одной, пусть даже весьма узкой щелью. Распределение интенсивности освещенности на экране, как можно показать, оказывается пропорциональным квадрату следующего выражения:

$$F(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{nkd}{2}\sin\theta\right)}{\sin\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right)}, \qquad (4.1)$$

где $k=2\pi/\lambda$ — волновой множитель; n — число щелей; d — расстояние между щелями (постоянная дифракционной решетки); θ — угол между нормалью к решетке и направлением луча.

Структура ф-лы (4.1) показывает, что главный максимум образуется при $\theta=0$, т. е. в направлении нормали к плоскости решетки. Действительно, согласно известной теореме тригонометрии при малых значениях аргумента синус можно заменить самим аргументом. При малых углах θ $\sin\theta$ стремится к нулю и синусы перед скобками в числителе и знаменателе правой части (4.1) можно отбросить. Сокращая все множители, находим, что при $\theta\to 0$ $F(0)\to n$.

В оптических дифракционных решетках расстояние d обычно много больше длины световой волны λ. Поэтому на экране, помимо главного максимума при $\theta=0$, возникает под углами, определяемыми из соотношения

$$\sin\theta = m\frac{\lambda}{d}, \qquad (4.2)$$

где $m=0, \pm 1, \pm 2$ и т. д., ряд других максимумов той же интенсивности, которые называются дифракционными.

Покажем теперь, как основные положения теории оптической дифракции можно приложить к сложным проволочным антеннам

4.2. «Линейка излучателей»

Аналогом оптической дифракционной решетки в антенной технике является линейка синфазных излучателей, а говоря точнее, питаемая в одинаковой фазе линейка полуволновых вибраторов — излучателей (рис. 4.3). Эта конструкция представляет собой совокупность расположенных в один ряд (в одну линейку) n полуволновых вибраторов, непосредственно прилегающих один к другому. Такая «линейка» очень напоминает дифракционную решетку из n щелей. Роль каждой щели выполняет полуволновой вибратор, диаграмма направленности которого имеет форму восьмерки, т. е. характеризуется весьма слабой направленностью. Постоянная решетки d равна половине длины волны, что в диапазоне оптических частот неосуществимо.

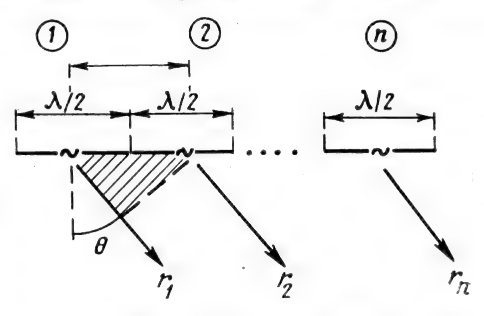


Рис. 4.3. Получение направленного излучения с помощью линейки излучателя

Выражение для диаграммы направленности линейки излучателей можно вывести средствами элементарной математики. Обозначив через I_0 силу тока в пучности вибраторов, одинаковую для всех из них, а через $F_1(\theta)$ диаграмму направленности каждого вибратора для поля, создаваемого на большом удалении первым вибратором, имеем

$$E_1 = \frac{60\, I_0\, F_1(\theta)}{r_1} \cos(\omega t - kr_1). \qquad (4.3)$$

Здесь, как всегда, $k=2\pi/\lambda$ — волновой множитель; E_1 — в В/м.

Для дальнейших математических выкладок ф-лу (4.3) удобно представить в несколько преобразованном виде. В курсах высшей математики доказывается справедливость следующего тождества:

$$e^{i\alpha} = \cos\alpha + i\sin\alpha.$$

Здесь $e=2{,}7182...$ — основание натуральных логарифмов, а $i=\sqrt{-1}$ — мнимая единица.

Согласно этому тождеству величина $e^{i\alpha}$ является комплексной с вещественной частью $\cos\alpha$ и мнимой — $\sin\alpha$. В радиотехнике широко применяется символический метод, сущность которого сводится к тому, что, поскольку математические операции с экспонентой e проще, чем с $\cos\alpha$ (хотя бы потому, что при перемноже-

ний экспонент их показатели степени просто складываются), величина $\cos\alpha$ заменяется в начале выкладок символом $e^{i\alpha}$. Все математические преобразования выполняются с экспонентами и лишь в окончательном выражении берется вещественная часть выражения.

Применяя этот прием, ф-лу (4.3) можно представить в виде

$$E_1 = \frac{60\, I_0\, F_1(\theta)}{r_1}\, e^{i\,(\omega t - kr_1)} = \frac{60\, I_0\, F_1(\theta)}{r_1}\, e^{i\,\omega t}\, e^{-i\,kr_1}.$$

Для упрощения последующих выкладок временной множитель $e^{i\omega t}$ отбрасывается. Это означает, что все процессы рассматриваются во всем пространстве в один и тот же момент времени t. Множитель $e^{i\omega t}$ можно восстановить при переходе от символической формы к тригонометрической в окончательном выражении. После этого выражение (4.3) принимает вид

$$E_1 = \frac{60\, I_0\, F_1(\theta)}{r_1}\, e^{-i\,k\,r_1}. \tag{4.3а}$$

Поле, создаваемое вторым вибратором, будет отличаться от (4.3) только тем, что путь r_2, как это ясно видно из рис. 4.3, на величину Δr меньше пути r_1. Из заштрихованного треугольника имеем $\Delta r = d \sin\theta$. На этом пути фаза волны изменяется на величину $\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r = k\Delta r$, следовательно, поле от второго вибратора представится выражением

$$E_2 = \frac{60\, I_0\, F_1(\theta)}{r_2}\, e^{-\,ik(r_1 - \Delta r)} = \frac{60\, I_0\, F_1(\theta)}{r_2}\, e^{-ikr_1}\, e^{i\,kd\sin\theta}.$$

Аналогично может быть составлено выражение для остальных вибраторов и, в частности, для n-го

$$E_n = \frac{60\, I_0\, F_1(\theta)}{r_n}\, e^{-ikr_1}\, e^{i\,(n-1)\,kd\,\sin\theta}.$$

Результирующее поле будет представлять алгебраическую сумму всех этих выражений. Во всех знаменателях можно положить без всякого ущерба для точности расчета $r_n = r_{n-1} = \ldots = r_2 = r_1$, ибо разница в расстояниях до удаленного пункта приема действительно ничтожна (метры по сравнению с тысячами километров). В то же время ни в коем случае нельзя пренебрегать разностью хода Δr по сравнению с длиной волны λ в показателях степени.

Вынося за скобку общие множители, находим

$$E = E_1 + E_2 + \ldots + E_n = \frac{60\, I_0\, F_1(\theta)}{r_1}\, e^{-ikr_1}\left\{1 + e^{i\,kd\sin\theta} + \right.$$

$$\left. + \ldots + e^{i\,(n-1)\,kd\sin\theta}\right\}. \tag{4·4}$$

Выражение в фигурных скобках представляет собой геометрическую прогрессию, первый член которой $a_1 = 1$, а знаменатель $q = e^{ib}$, где для краткости введено обозначение $b = k\,d \sin\theta$.

Применяя известную из алгебры формулу для суммы геометрической прогрессии

$$S_n = \frac{a_1(1-q^n)}{1-q},$$

находим

$$S_n = \frac{1-e^{i\,n\,b}}{1-e^{i\,b}}. \qquad (4.5)$$

Вынося в числителе за скобку $e^{\frac{inb}{2}}$, а в знаменателе $e^{\frac{ib}{2}}$, ф-ле (4.5) легко придать вид

$$S_n = e^{i\,\xi}\frac{e^{\frac{i\,n\,b}{2}} - e^{-\frac{i\,n\,b}{2}}}{e^{\frac{i\,b}{2}} - e^{-\frac{i\,b}{2}}}. \qquad (4.6)$$

Синус от вещественного аргумента может быть представлен формулой

$$\sin x = \frac{e^{i\,x} - e^{-i\,x}}{2\,i},$$

после чего выражение (4.6) приобретает вид

$$S_n = e^{i\,\xi}\frac{\sin\frac{n}{2}(kd\sin\theta)}{\sin\frac{1}{2}(kd\sin\theta)}. \qquad (4.7)$$

Здесь $e^{i\xi} = e^{i\left(\frac{nb}{2} - \frac{b}{2}\right)}$ — фазовый множитель, который не влияет на *амплитуду* результирующего поля.

Переходя от амплитуды I_0 к действующему значению напряженности поля в месте приема и подставляя (4.7) в (4.4), находим

$$E_д = \frac{60\,I_д}{r} F_1(\theta)\frac{\sin\frac{n}{2}(kd\sin\theta)}{\sin\frac{1}{2}(kd\sin\theta)}. \qquad (4.8)$$

Это выражение часто представляют в виде

$$E_д = \frac{60\,I_д}{r} F_1(\theta)\,F_n(\theta), \qquad (4.9)$$

где через $F_n(\theta)$ обозначен вещественный множитель в (4.7).

Полученная формула показывает, что результирующая диаграмма направленности «линейки излучателей» представляет собой произведение диаграммы направленности одиночного излучателя $F_1(\theta)$ на множитель линейки $F_n(\theta)$. Обращает на себя вни-

мание, что $F_n(\theta)$ тождественно с выражением (4.1), определяющим процесс оптической дифракции. Наконец, $F_n(\theta)$ представляет собой частное от деления быстро меняющейся синусоиды, на в «*n*» раз более медленно меняющуюся синусоиду.

Так же, как и в оптических дифракционных приборах при $\theta \to 0$, выражение $F_n(0)$ принимает значение, равное *n*, т. е. числу вибраторов, что и определяет коэффициент направленности всей линейки. Выраженный графически в прямоугольной системе координат множитель линейки $F_n(\theta)$ имеет вид рис. 4.4. Основная направленность определяется главным (заштрихованным на рисунке) лепестком. По обе стороны от главного расположены побочные лепестки меньшей амплитуды общим числом «*n*», которые являются вредными, ибо создают излучение в ненужных направлениях.

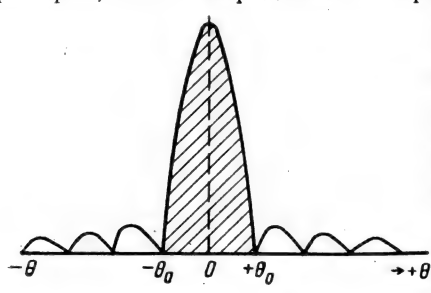


Рис. 4.4. Диаграмма направленности линейки излучателей

Существует закон, по которому излучение должно обязательно охватить все пространство. Поэтому если главный лепесток не распространяется на все пространство, то неизбежно должны существовать побочные лепестки. Обычно при конструировании антенн накладываются определенные ограничения на уровень этих лепестков.

Полуширина главного лепестка по нулевому уровню может быть легко определена из условия

$$\frac{n}{2}(kd\sin\theta) = \pi.$$

Подставляя сюда значения $k = 2\pi/\lambda$ и $d = \lambda/2$, находим

$$\sin\theta_0 = 2/n.$$

При $n=2$ $\theta_0=\pi/2$, при $n=4$ $\theta_0=30°$, при $n=8$ $\theta_0=14°30'$, наконец, при $n=16$ $\theta_0=7°10'$. Удвоив приведенное значение θ_0, получаем ширину главного лепестка по нулевому уровню для любого числа вибраторов в линейке излучателей.

Если бы линейка излучателей находилась в свободном пространстве, то она обладала бы диаграммой рис. 4.5. Пространственную форму диаграммы направленности можно представить как тело, образованное вращением фигуры 4.5 вокруг оси, совпадающей с линейкой.


Рис. 4.5. Веерообразная пространственная диаграмма направленности линейки излучателей

Антенны с веерообразной характеристикой не удовлетворяют требованиям систем связи, ибо вме-

сто того, чтобы излучать энергию в одном вполне определенном направлении, они излучают в плоскости, перпендикулярной оси линейки. Таким образом, линейка излучателей представляет интерес не в качестве самостоятельной разновидности антенны, а как часть более сложных антенных систем.

4.3. «Решетка излучателей». Синфазные антенны

Для получения острой диаграммы направленности не в одной, а в обеих взаимно перпендикулярных плоскостях вместо линейки следует применять решетку излучателей. Антенная решетка (рис. 4.6) содержит «n» вибраторов в ряду (в линейке) и «m» этажей, т. е. всего nm вибраторов. Обычно расстояние между этажами также выбирается равным половине длины волны.

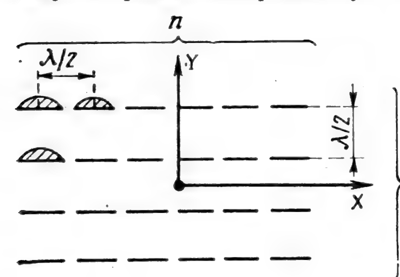


Рис. 4.6. Антенная решетка

Если характеризовать, как это принято в аналитической геометрии, направление излучения углами θ и φ, причем θ — угол между направлением луча и нормалью к плоскости решетки (осью Z, рис. 4.6), а φ — угол между проекцией этого направления на плоскость решетки и осью вибраторов, то, обобщая ф-лу (4.8), можно представить выражение для диаграммы направленности в виде

$$E_д = \frac{60\, I_д}{r} F_1(\theta,\varphi) \frac{\sin \frac{n}{2}(kd_1 \sin\theta\cos\varphi)}{\sin \frac{1}{2}(kd_1 \sin\theta\cos\varphi)} \cdot \frac{\sin \frac{m}{2}(kd_2 \sin\theta\sin\varphi)}{\sin \frac{1}{2}(kd_2 \sin\theta\sin\varphi)}. \tag{4.10}$$

Система прямоугольных координат для этого случая показана на рис. 4.6. При $\varphi=0$ ф-ла (4.10) выражает диаграмму направленности в плоскости XOZ (второй множитель обращается в m), и формула превращается в выражение (4.8) для линейки излучателей, умноженное на m (число этажей). При $\varphi=90°$ первый множитель обращается в n, а второй характеризует диаграмму направленности в плоскости YOZ для линейки из m излучателей, умноженную на n (число вибраторов в этаже).

Если бы антенная решетка находилась в свободном пространстве, она обладала бы острой, но двусторонней диаграммой направленности, как это показано на рис. 4.7. Антенная решетка создает острую диа-



Рис. 4.7. Пространственная диаграмма направленности антенной решетки

грамму направленности не в одном, как это нужно, а в двух противоположных направлениях. Диаграмма направленности имеет форму самолетного винта.

Заметим, что антенны, вибраторы которых питаются в фазе, называются синфазными. Если питать вибраторы с постепенно увеличивающимся по линейному закону сдвигом по фазе, то можно поворачивать направление главного максимума на угол, пропорциональный сдвигу по фазе.

4.4. Получение однонаправленного излучения с помощью рефлектора

Для того чтобы получить острое однонаправленное излучение решетки, необходимо снабдить ее рефлектором.

В простейшем случае рефлектор представляет собой металлический лист, параллельный плоскости решетки и удаленный от нее на произвольное расстояние. Однако из конструктивных соображений это расстояние обычно выбирают порядка одной восьмой или четверти длины волны. Принцип действия рефлектора заключается в следующем. Излучаемые вибратором или решеткой радиоволны, достигая экрана, отражаются от него, причем в процессе отражения фаза волны меняется на 180°. Отраженная волна усиливает волну, излучаемую вибратором или решеткой (рис. 4.8). Излучение в обратном направлении отсутствует вследствие

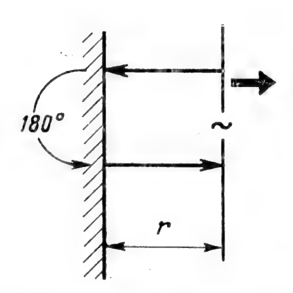


Рис. 4.8. Получение однонаправленного излучения с помощью рефлектора в виде металлической плоскости или сетки

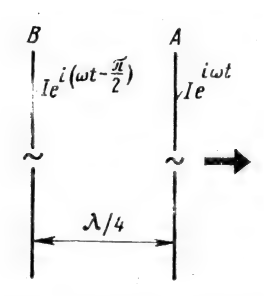


Рис. 4.9. Полуволновый вибратор с активным рефлектором

того, что поле антенной решетки и поле токов на экране (позади экрана) равны по амплитуде и противоположны по фазе. Все это приводит к тому, что металлический экран приобретает свойства апериодического (т. е. не резонирующего на определенной частоте) рефлектора.

Решетка излучателей, снабженная рефлектором, создает однонаправленное излучение «кинжальной» формы. В реальных антеннах рефлектор выполняется не из сплошного листа, а в ви-

де металлической сетки, линейные размеры ячеек которой не должны превышать λ/8.

Помимо сплошных и сетчатых экранов, в антенной технике широко применяются рефлекторы в виде активных и пассивных систем, т. е. в виде совокупности вибраторов, совершенно подобных активному полотну и расположенных, подобно металлическому рефлектору, на удалении примерно в четверть длины волны. Принцип работы активного рефлектора рассмотрим на примере одиночного вибратора (рис. 4.9). Здесь *A* — основной вибратор, а *B* — активный рефлектор, т. е. вибратор тех же размеров, что и основной, но питаемый со сдвигом по фазе на π/2, как это показано на рисунке, причем рефлектор удален от вибратора на рас-

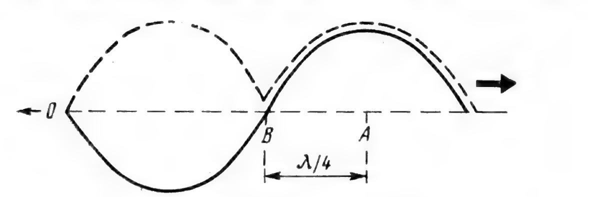


Рис. 4.10. К объяснению принципа действия активного рефлектора

Рис. 4.11. Полуволновый вибратор с пассивным рефлектором

стояние λ/4. На рис. 4.10 сплошной линией показано распределение в пространстве электрического поля, излучаемого основным вибратором в некоторый момент времени, а штриховой линией — излучение рефлектора. Из хода обеих кривых следует, что вправо от вибратора *A* эти поля находятся в фазе и, следовательно, излучения в этом направлении от вибратора и рефлектора суммируются. Наоборот, влево от рефлектора *B* эти поля находятся в противофазе и, следовательно, излучение здесь отсутствует.

Пассивным называется рефлектор в виде непитаемого вибратора (рис. 4.11). По длине он чуть больше основного вибратора, чем обеспечивается нужный сдвиг по фазе между током в вибраторе *A* и наводимым током в рефлекторе. По своей эффективности (т. е. силе наводимого тока и требуемому сдвигу по фазе) пассивный вибратор лишь незначительно уступает активному.

4.5. Антенны продольного излучения. Антенны типа «волновой канал». Директоры

Рассмотренные до сих пор сложные многовибраторные антенны относились к синфазным: все активные вибраторы в них питались в фазе. Помимо таких антенн, в антенной технике применяются антенны продольного излучения, в которых вибраторы, образующие линейку или решетку, питаются со сдвигом фазы с та-

ким расчетом, чтобы поля в одном направлении вдоль линейки складывались, а в другом — вычитались. В антенне (рис. 4.12) n (в данном случае $n=5$) вибраторов питаются токами одинаковой силы, но с таким сдвигом по фазе, который обеспечивает

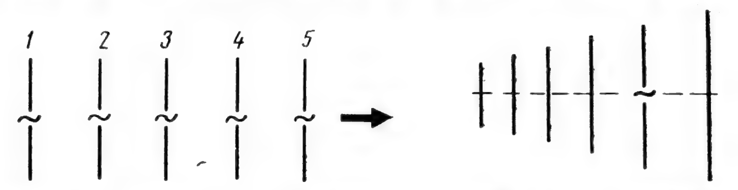


Рис. 4.12. Антенны в виде линейки продольных излучателей

Рис. 4.13. Директорная антенна

суммирование излучаемых полей в направлении стрелки и компенсацию полей в обратном направлении.

Распространенным типом антенны продольного излучения является «директорная» антенна (рис. 4.13 и 4.14), в которой имеются всего один активный вибратор, часто петлеобразной формы, один рефлектор и несколько (иногда шесть-семь) директоров. Директор представляет собой пассивный вибратор, расположенный не сзади активного вибратора, а впереди его, и несколько укороченного размера. Расстояние до директоров и их длина выбираются с таким расчетом, чтобы наводимые основной излученной волной токи приобрели надлежащую фазу для суммирования полей в желаемом направлении.

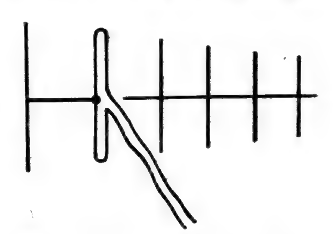


Рис. 4.14. Директорная антенна с петлеобразным вибратором

Подобно другим антенным системам, директорные антенны могут работать в качестве передающих и приемных. Антенны типа рис. 4.14 очень часто применяются в качестве коллективных телевизионных приемных антенн.

4.6. Влияние земли на диаграммы направленности сложных проволочных антенн

До настоящего момента рассматривались сложные проволочные антенны (линейки и решетки излучателей) в предположении, что они находятся в свободном пространстве или в условиях, когда влиянием земли можно пренебречь. Влиянием земли обычно можно пренебречь при использовании сильно направленных антенн, работающих в диапазонах метровых и более коротких волн. В диапазоне же коротких волн присутствие полупроводящей по-

верхности земли заметно влияет на форму результирующей диаграммы направленности.

Влияние земли следует рассмотреть отдельно для вертикальных и горизонтальных вибраторов. На рис. 4.15*а* показана линей-

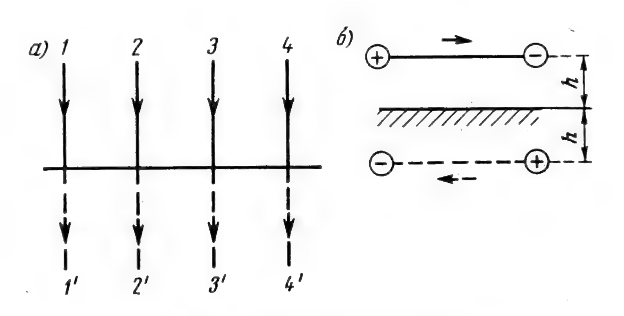


Рис. 4.15. Учет влияния земли:
а) при вертикальных излучателях; *б)* при горизонтальном излучателе

ка вертикальных вибраторов, находящихся на высоте h над поверхностью земли. Если бы земля представляла собой идеально проводящую поверхность, то, согласно изложенному в параграфе 2.7 принципу зеркальных изображений, влияние земли можно было бы учесть действием зеркальных изображений вибраторов *1'*, *2'*, *3'* и *4'*. Токи в этих вибраторах такой же силы, как в основных излучателях, и одинаково направлены. Возникает как бы второй этаж или вторая решетка в более общем случае. Интенсивность излучения *вдоль поверхности* земли при вертикальных вибраторах удваивается.

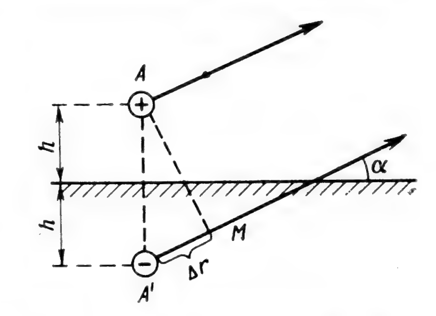


Рис. 4.16. К формированию диаграммы направленности в вертикальной плоскости

В действительности земля является полупроводящей средой и ток в изображениях в этих условиях всегда меньше токов в основных вибраторах. Возникает также некоторый сдвиг по фазе. Это приводит к тому, что результирующее излучение уже не удваивается и оказывается направленным под некоторым углом к горизонту.

Совсем иначе влияет поверхность земли на излучение горизонтальных вибраторов. Как показывает рис. 4.15*б*, ток в изображении направлен в обратную сторону и, следовательно, в предполо-

жении идеальной проводимости излучения вдоль поверхности не будет. Вместо этого максимум излучения будет направлен под некоторым углом к горизонту, этот угол можно определить из рис. 4.16, где показаны горизонтальный вибратор A и его зеркальное изображение A'. Излучение направлено под таким углом к горизонту, при котором поля от A и A' складываются в фазе. А это произойдет в том случае, когда разность хода лучей Δr будет равна половине длины волны (такая разность хода создает сдвиг по фазе в 180°, а другие 180° создаются вследствие обратного направления тока в изображении). Из прямоугольного треугольника AMA' имеем $\Delta r = \lambda/2 = 2h \sin\alpha$, откуда $\sin\alpha = \lambda/4h$.

В силу полупроводящих свойств земли сила тока в изображении всегда оказывается несколько меньше, чем в вибраторе A, а сдвиг по фазе отличается от 180°, что изменяет ранее вычисленное значение угла α.

Глава 5

АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

5.1. Принцип работы апертурных антенн. Понятие об излучающей плоскости

Апертурными, поверхностными или дифракционными называют такие антенны в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн, излучающим элементом которых являются не провода, обтекаемые токами высокой частоты, а отверстие (апертура), в котором тем или иным способом возбуждается электромагнитное поле. Поверхность апертуры обычно считается плоской. Апертура может представлять собой отверстие на металлической поверхности или устье рупора или параболоида. Дифракционными такие антенны называют вследствие того, что процесс излучения осуществляется по принципу дифракции волн у отверстия (см. параграф 4.1).

Принцип действия подобных антенн проще всего понять, используя представления об излучающей плоскости. Такой плоскостью называют воображаемую металлическую поверхность, в данном случае прямоугольную, в которой тем или иным способом возбуждают высокочастотные токи одинаковой поверхностной плотности j_x и с одинаковой фазой во всех точках пластины. Напомним, что поверхностной плотностью называют силу тока, приходящуюся на единицу длины в поперечном (по отношению к силе тока) направлении. Введем прямоугольную систему координат с началом в центре пластины (рис. 5.1). В этих условиях любой заштрихованный квадрат с координатами x и y, размером $\Delta x \Delta y$, где Δx и Δy очень маленькие величины, можно рассматривать в качестве элементарного излучателя с силой тока $j_x \Delta y$ и длиной Δx. Поле на удалении r и под углом θ к оси этого элементарного излучателя

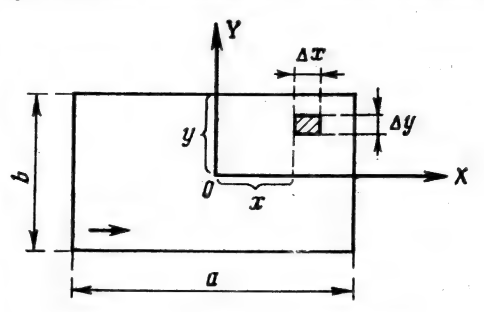


Рис. 5.1. Излучающая плоскость

$$\Delta E = \frac{60 \pi j_x \Delta x \Delta y \sin\theta}{\lambda r} e^{-ikr}, \qquad (5.1)$$

где e^{-ikr} — фазовый множитель, определяющий фазу поля на удалении r; $e=2,718$ — основание натуральных логарифмов, а $i=\sqrt{-1}$.

Задача заключается в том, чтобы просуммировать поле создаваемыми площадками $\Delta x \Delta y$ по всей площади прямоугольника ab. При этом, конечно, необходимо учесть сдвиги фаз, обусловленные тем, что отдельные элементарные площадки будут находиться на различных удалениях от пункта приема.

Обозначим расстояние от центра прямоугольника до пункта приема через r_0. (Напомним, что через r было обозначено то же расстояние от элементарного квадрата с координатами x и y.) Направление на пункт приема можно задать с помощью двух углов: ψ — это угол в вертикальной плоскости между направлением и проекцией на излучающую плоскость (эта проекция показана на рис. 5.2 пунктиром) и φ — это угол между проекцией и осью

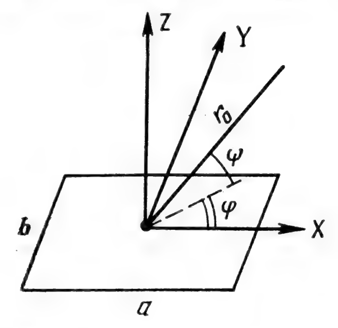


Рис. 5.2. Общий вид на излучающую плоскость

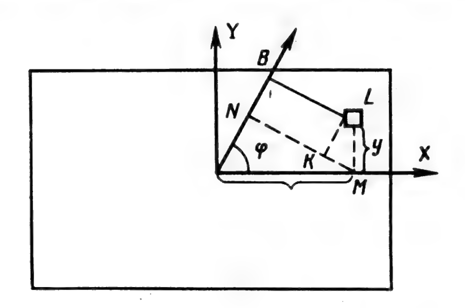


Рис. 5.3. Система координат в горизонтальной плоскости (начало координат 0)

X. Задача заключается в определении разности хода между лучами r_0 и r. Она будет складываться из разностей хода в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

Разность хода в горизонтальной плоскости для направления под углом φ можно определить по рис. 5.3. Искомая разность хода — OB. Именно на такой отрезок путь до пункта приема из точки с координатами xy меньше, чем из точки O. Опустим из точки M перпендикуляр на OB. Искомая разность хода складывается из ON и NB. ON можно найти из прямоугольного треугольника ONM: $ON=OM\cos\varphi=x\cos\varphi$. С другой стороны, $NB=KL$, а из прямоугольного треугольника KLM следует $NB=KL=y\sin\varphi$. Таким образом, полная разность хода в горизонтальной плоскости составляет

$$OB = x\cos\varphi + y\sin\varphi.$$

Еще проще определить полную разность хода из рис. 5.4, на котором показан разрез в вертикальной плоскости. Здесь OB —

найденная выше разность хода в горизонтальной плоскости. Из прямоугольного треугольника OQB имеем

$$\Delta r = OB \cos\psi = x \cos\varphi \cos\psi + y \sin\varphi \cos\psi. \tag{5.2}$$

Таким образом, окончательное выражение для r принимает вид

$$r = r_0 - x \cos\varphi \cos\psi - y \sin\varphi \cos\psi. \tag{5.3}$$

Подставляя это выражение в (5.1), находим

$$\Delta E = \frac{60\pi j_x}{\lambda r} \sin\theta \, e^{-ikr_0} e^{ik(x\cos\varphi\cos\psi + y\sin\varphi\cos\psi)} \Delta x \Delta y. \tag{5.4}$$

В этом выражении плохо то, что направление на пункт приема мы условились выражать через углы φ и ψ, а в (5.4) фигури-

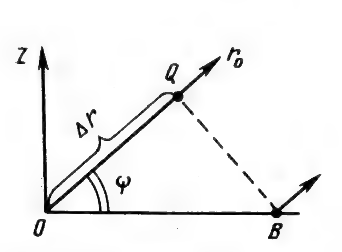


Рис. 5.4. Система координат в вертикальной плоскости

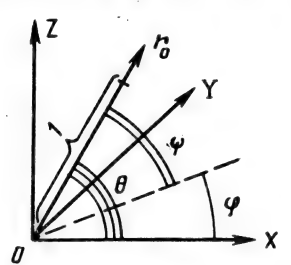


Рис. 5.5. Пространственная система координат

рует угол θ между направлением r_0 и осью X. Возникает необходимость выразить угол θ через φ и ψ. Сделать это можно, используя рис. 5.5. Здесь углы φ и ψ известны из предыдущего, а θ — искомый угол. Проекцию единичного вектора вдоль r_0 на ось X можно, с одной стороны, выразить формулой $1 \cdot \cos\theta$, а с другой стороны, сначала спроектировать этот единичный вектор на пунктирную линию, потом еще раз на ось X, т. е. $1 \cdot \cos\varphi \cos\psi$. Приравнивая эти два выражения, находим $\cos\theta = \cos\psi \cos\varphi$, откуда

$$\sin\theta = \sqrt{1 - \cos^2\varphi \cos^2\psi}. \tag{5.5}$$

Подставляя это выражение в (5.4), получаем окончательно

$$\Delta E = \frac{60\pi j_x}{\lambda r} \sqrt{1 - \cos^2\varphi \cos^2\psi} \, e^{-ikr_0} \times$$
$$\times e^{ikx\cos\varphi\cos\psi} e^{iky\sin\varphi\cos\psi} \Delta x \Delta y. \tag{5.5a}$$

Теперь все выражено через углы φ и ψ и координаты x и y. Чтобы найти результирующее поле, создаваемое в пункте приема не одним элементом $\Delta x \Delta y$, а всей плоскостью, нужно выражение (5.5a) просуммировать. Поскольку это можно сделать толь-

ко средствами интегрального исчисления, приводим окончательный результат:

$$E_д = \frac{60\pi j_{дx} ab}{\lambda r} \sqrt{1 - \cos^2\psi \cos^2\varphi} \times$$

$$\times \left[\frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\cos\psi\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\cos\psi\cos\varphi} \right] \left[\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\cos\psi\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\cos\psi\sin\varphi} \right]. \qquad (5.6)$$

При $\varphi=0$ ф-ла (5.6) представляет диаграмму направленности в плоскости XOZ (второй множитель при этом обращается в единицу), а при $\varphi=90°$ — в плоскости YOZ (при этом обращается в единицу первый множитель). В первом случае форма диаграммы направленности определяется размером a, а во втором — размером b. При $a=b$ обе диаграммы идентичны.

Обращает на себя внимание, что в обеих плоскостях форма диаграммы направленности определяется выражением вида $\frac{\sin u}{u}$.

График этой функции показан на рис. 5.6. Так же, как и в случае дискретного источника, излучающая плоскость создает главный лепесток и ряд боковых. Ширина главного лепестка и общее количество боковых лепестков определяются отношением a/λ в одной плоскости и отношением b/λ — в другой.

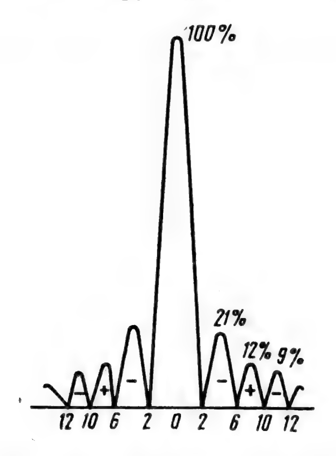


Рис. 5.6. Диаграмма направленности излучающей плоскости

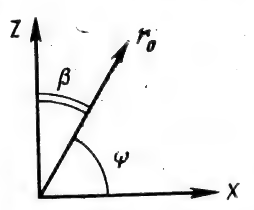


Рис. 5.7. Соотношение между углами ψ и β

Оценим ширину основного лепестка в плоскости XOZ, положив для этого в ф-ле (5.6) $\varphi=0$. Заменим угол ψ между осью OX (при $\varphi=0$) и направлением r_0 дополнительным до 90° углом β, т. е. углом между нормалью Z и направлением r_0 (рис. 5.7). В этих условиях первый множитель в (5.6) примет вид

$$\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\beta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\beta}.$$

Полуширину главного лепестка по нулевому уровню можно определить из условия $\frac{\pi a}{\lambda}\sin\beta_1=\pi$, откуда

$$\sin\beta_1=\frac{\lambda}{a}. \tag{5.7}$$

При малых углах синус можно заменить аргументом и (5.7) принимает весьма простой вид

$$\beta_1\approx\lambda/a. \tag{5.7а}$$

Например, если $\lambda=3$ см, а $a=12$ м, то

$$\beta_1\approx\frac{0{,}03}{12}=0{,}0025=0{,}14°.$$

Аналогично полуширина главного лепестка в другой плоскости определяется формулой $\beta_2\approx\lambda/b$.

Заметим, что все сформулированные выводы справедливы в предположении равного по амплитуде и синфазного распределения плотности поверхностных токов по всей апертуре. В реальных антеннах часто возникают отклонения от такого распределения, что изменяет ширину главного лепестка и уровень побочных.

Здесь уместно обратить внимание читателей на распространенное заблуждение. Неспециалисты в области антенной техники иногда полагают, что чем меньше поперечные размеры антенны, тем уже создаваемая антенной диаграмма направленности. Как было показано выше, в действительности все наоборот: для формирования острой диаграммы направленности необходимо применять антенны поперечные (или продольные), размеры которых много больше длины волны.

5.2. Антенны с параболическим отражателем

Среди апертурных антенн в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн, пожалуй, наиболее распространены антенны с параболическим рефлектором (параболические антенны). Рефлектор этих антенн представляет собой параболоид вращения, в фокусе которого помещен облучатель. Таким облучателем могут быть полуволновый вибратор с рефлектором, устье волновода или устье небольшого рупора.

Рассмотрим рис. 5.8, здесь F — фокус параболоида, а прямая PR — директрисса. По определению парабола представляет собой геометрическое место точек, равноудаленных от фокуса и от директриссы. Расстояние от директриссы до вершины параболы равно расстоянию от вершины до фокуса F (рис. 5.8). Введем прямоугольную систему координат XOY с началом в вершине параболы.

Пригодность параболоида для создания апертурных антенн основывается на двух его свойствах:

1) луч, отраженный в точке M параболоида, получает направление, параллельное оси параболоида, т. е. отраженные лучи представляют собой параллельный пучок;

2) все лучи от фокуса до апертуры ST проходят один и тот же путь, т. е. $PM+MU=\text{const}$. Апертурой параболоида называется плоскость, проходящая через его края и ограниченная размерами параболоида.

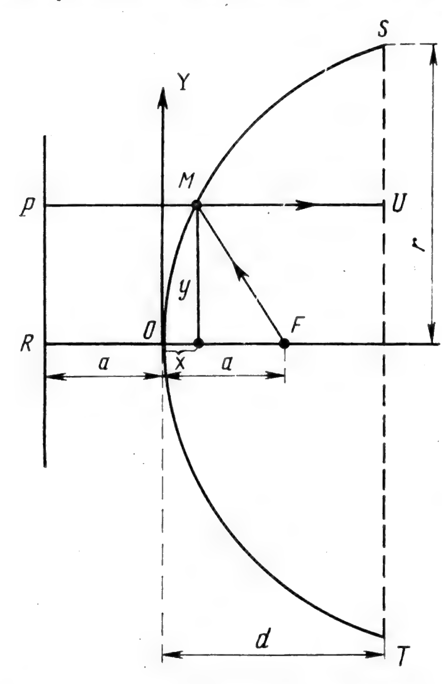


Рис. 5.8. К объяснению принципа действия антенны с параболическим отражателем

Первое свойство можно обосновать только средствами высшей математики, и мы его примем без доказательства. Что же касается второго, то оно вытекает из следующих рассуждений. По определению: $FM=PM=a+x$. Из рис. 5.8 следует, что $QF=a-x$.

Из треугольника MFQ следует $(a-x)^2+y^2=(FM)^2=(a+x)^2$ или после сокращения

$$y^2 = 4ax. \quad (5.8)$$

Величина $2a$ обозначается обычно буквой p и называется параметром параболы. Это подтверждает, что кривая, обладающая перечисленными свойствами, удовлетворяет каноническому уравнению параболы

$$y^2 = 2px. \quad (5.9)$$

Легко показать, что лучи, достигшие в точке U апертуры, прошли одинаковые пути FMU и, следовательно, обладают одинаковой фазой. Действительно, поскольку $FM=PM$, то фиктивным источником волны можно считать точку P на директриссе. Следовательно, общий путь PU для любой точки M на поверхности параболоида, где бы она не находилась, одинаков, чем и обеспечивается эквифазность поля в апертуре.

Хотя амплитуда не вполне одинакова в апертуре, однако, в первом приближении ее неравномерностью можно пренебречь и уподобить апертуру параболической антенны излучающей поверхности. Все различие заключается в том, что апертура излучает не как поверхность электрических токов, а как поверхность наложенных друг на друга электрических и магнитных токов. Более подробный анализ показывает, что входящий в выражение (5.6) радикал должен быть заменен на множитель $(1+\sin\psi)$. При не-

которых соотношениях между длиной волны λ, глубиной d параболоида (рис. 5.8) и фокусным расстоянием OF распределение поля вдоль апертуры почти равномерно. В других случаях приходится вводить поправку на неравномерность поля. Но при грубых расчетах полуширину главного лепестка диаграммы направленности можно определить по формуле

$$\beta \approx 1{,}22\,(\lambda/2r), \tag{5.9а}$$

где r — радиус апертуры.

Коэффициент усиления апертурных антенн

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A\nu, \tag{5.10}$$

где $A = \pi r^2$ — геометрическая площадь апертуры, а ν — коэффициент использования площади апертуры, который обычно принимает значение в интервале от 0,6 до 0,85 в зависимости от степени равномерности распределения.

На рис. 5.9 представлен один из наиболее удобных в конструктивном отношении способов размещения облучателя в виде полуволнового вибратора с контррефлектором. Коаксиальный фидер проходит через центр параболоида вдоль его оси. Центральный провод фидера подходит к одному плечу вибратора A, в то время как второе — B — приваривается с противоположной стороны к наружной оболочке фидера; C — контррефлектор в виде круглого диска, удаленный на расстояние $\lambda/4$ от вибратора.

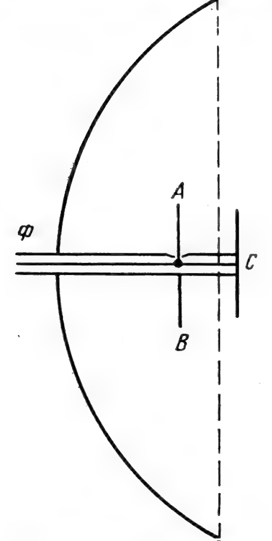
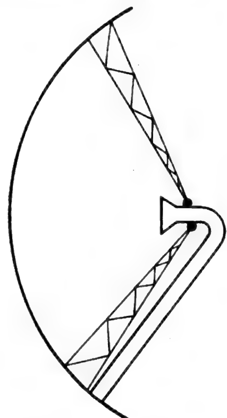


Рис. 5.9. Облучатель параболической антенны в виде вибратора с контррефлектором


Рис. 5.10. Облучатель параболической антенны в виде рупора

В больших параболических антеннах облучатель в виде полуволнового вибратора или устья волновода удерживается в нужном положении в фокусе обычно с помощью трех штанг, симметрично приваренных к краям параболоида. Питающий волновод (рис. 5.10) прокладывают вдоль одной из этих штанг.

Если параболическая антенна устанавливается на судне, то для уменьшения лобового сопротивления ее часто помещают в цилиндрический обтекатель, изготовленный из диэлектрического материала, с малыми потерями, т. е. вполне прозрачного для радиоволн.

5.3. Рупорные антенны

Рупорными называют антенны в форме рупора, являющиеся продолжением прямоугольного или круглого волновода. В первом случае рупор называется пирамидальным или секториальным, а во втором — коническим. Если предположить, что внутри волновода электрическое или магнитное поле в каждом сечении эквифазно, то задачей конструктора рупорной антенны является выбор таких размеров рупора, при которых и в апертуре рупора поле будет по возможности эквифазным.

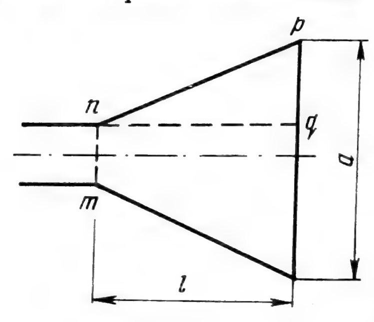


Рис. 5.11. Рупорная антенна

На рис. 5.11 представлен в продольном разрезе рупор (безразлично прямоугольного или кругового поперечного сечения). Предположим, что в сечении *mn* в месте сочленения волновода с рупором фазы электрического поля одинаковы. Если длину рупора l сделать очень короткой, то путь *nq* будет заметно короче пути *np* и на участке *qp* апертуры возникнет недопустимо большая разность фаз. Следует выбрать размер l настолько большим, чтобы разность $\Delta r = np - nq$ не превышала к примеру $\lambda/4$.

Из треугольника *npq* имеем

$$\Delta r = \sqrt{l^2 + a^2/4} - l = l(1 + a^2/4l^2)^{1/2} - l \approx$$
$$\approx l(1 + a^2/8l^2 - 1) = a^2/8l. \qquad (5.11)$$

Здесь предполагается, что $l \gg a/2$, что позволяет применить формулу бинома Ньютона и пренебречь малыми слагаемыми.

Сдвиг фаз, обусловленный разностью хода Δr, определяется выражением

$$\Psi = (2\pi/\lambda)\Delta r = \pi a^2/4\lambda l.$$

Этот сдвиг по условию должен быть меньше $\pi/2$ (именно такому сдвигу соответствует разность хода $\lambda/4$).

Из неравенства $\pi a^2/4\lambda l \leqslant \frac{\pi}{2}$ находим

$$l \geqslant a^2/2\lambda — \qquad (5.12)$$

условие, при котором на краях апертуры не возникнут чрезмерные отклонения фазы от эквифазного распределения.

Очевидным недостатком рупорных антенн является необходимость применения длинных конструкций даже при небольших размерах апертуры. Это видно из приводимого ниже примера.

Определим по ф-ле (5.12) минимально допустимую длину при $a=0,5$ м и длине волны $\lambda=3$ см$=0,03$ м. Подставляя эти значения в формулу, находим, что длина рупора не должна быть меньше

$$l = 0,25/2 \cdot 0,03 = 4 \text{ м}.$$

Однако этот недостаток рупорных антенн может быть устранен с помощью корректоров фазы, в качестве которого могут применяться, в частности, линзовые системы, рассматриваемые ниже. Достоинством рупорных антенн является то обстоятельство, что они хорошо экранированы (кроме апертуры), что уменьшает шумовую температуру.

5.4. Рупорно-параболические антенны

Недостатки рупорной антенны полностью устраняются комбинацией рупора и параболы, получившей название рупорно-параболической антенны (РПА). Эти антенны господствуют в качестве типовых антенн радиорелейных линий и, в отличие от рупорных антенн, наиболее пригодны в диапазоне сантиметровых волн. РПА следует рассматривать как разновидность рупорных антенн, в которых роль корректора фаз выполняет параболическая поверхность.

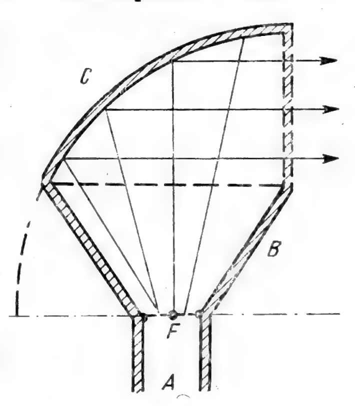


Рис. 5.12. Рупорно-параболическая антенна

Рассмотрим рис. 5.12, из него видно, что рупорно-параболическая антенна состоит из трех частей: питающего, обычно прямоугольного волновода, параболической поверхности и собственно рупора. Средняя точка устья волновода расположена в фокусе F параболической поверхности. В антенне РПА используется только верхняя часть полупараболической поверхности, заштрихованная на рисунке. Нижняя часть полупараболы, показанная пунктирной линией, не используется. Рупор B соединяет устье волновода с используемой частью параболической поверхности. Апертура РПА обычно закрывается диэлектрической пластиной, предохраняющей антенну от проникновения в нее осадков и влаги.

Основным преимуществом РПА по сравнению с параболической антенной является вынесение облучателя (фокуса) в сторону от излучаемого потока энергии. Здесь облучатель не экранирует основной поток энергии. Отражаемые от параболической поверхности лучи являются практически параллельными, что обеспечивает эквифазность в апертуре.

Основными достоинствами РПА являются: 1) меньший уровень побочных лепестков по сравнению с параболическими и рупорными антеннами; 2) возможность работы в широком диапазоне частот, по крайней мере, при соотношении граничных частот 4:1 и 3) низкая шумовая температура (подобно всем рупорным антеннам).

5.5. Двухзеркальные антенны

Весьма удобной в конструктивном отношении разновидностью параболических антенн являются двухзеркальные. Одна из их разновидностей — антенна Кассегрейна. В 1672 г. французский оптик Н. Кассегрейн сконструировал усовершенствованный телескоп-рефлектор. Рассмотрим рис. 5.13. Здесь A — волновод, оканчивающийся отверстием в центре большого параболического зеркала S, C — гиперболическое зеркало небольших размеров. Как известно, гипербола представляет собой геометрическое место точек, разность расстояний которых до фокусов гиперболы F_1 и F_2 является постоянной, равной $2a$. Гиперболическое зеркало помещается на оси параболоида с таким расчетом, чтобы внешний фокус F_1 находился в устье волновода, а внутренний F_2 — совпадал бы с фокусом параболоида. В этих условиях любой луч типа F_1QB после отражения от обоих зеркал становится параллельным оси параболоида.

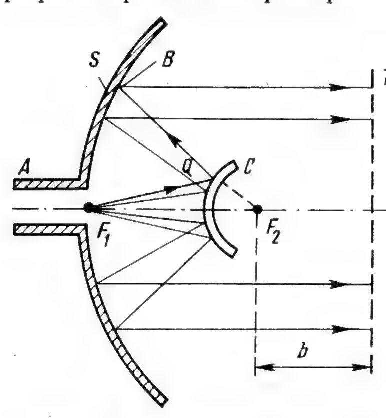


Рис. 5.13. Двухзеркальная антенна Кассегрейна

Покажем, что путь F_1QBT для всех лучей одинаков, чем обеспечивается постоянство фаз в апертуре параболоида или в любой параллельной ей плоскости. Длина пути — $F_1Q+QB+BT$. Но согласно свойству гиперболы $F_1Q—F_2Q=2a=\text{const}$, откуда $F_1Q=F_2Q+2a$. Таким образом, длина пути составляет $F_2B+BT+2a=\text{const}$, ибо F_2 по условию находится в фокусе параболоида, а согласно свойству параболоида все лучи, исходящие из фокуса, проходят одинаковые пути. Тем самым доказывается, что в апертуре антенны поле будет синфазным.

5.6. Линзовые антенны

Три описанные выше разновидности апертурных антенн — параболическая, рупорная и рупорно-параболическая — обеспечивают в апертуре синфазное или почти синфазное поле. Эту же задачу можно выполнить и с помощью линзовых антенн, широко применяемых в антенной технике.

Различают два вида линз: замедляющие и ускоряющие. Первые подобны линзам оптических приборов. Материал замедляющих линз (диэлектрик с весьма малыми потерями) обладает диэлектрической проницаемостью ε, большей единицы, и поэтому в таких линзах скорость распространения волн $a=c/\sqrt{\varepsilon}$ меньше скорости света.

Линза должна превратить сферическую волну, создаваемую точечным (или почти точечным) источником, в плоскую волну (с плоской эквифазной поверхностью) в пределах апертуры. Рассмотрим рис. 5.14. Здесь A — облучатель, которому теоретически приписываются свойства точечного источника. Он расположен в фокусе плоско-выгнутой линзы, обращенной вогнутой поверхностью к источнику. Поскольку источник расположен в фокусе оптической системы, то на выходе линзы сформируется пучок параллельных лучей. Роль апертуры здесь выполняет плоская поверхность линзы. Чтобы на этой поверхности возникло эквифазное поле, необходимо, чтобы для любого наклонного луча AC фаза в точке C была бы равна фазе в точке B на оси линзы. Точки C и B лежат на одном перпендикуляре к оси линзы, и длины оптических путей AC и AB должны быть одинаковы. Каким должен быть профиль выпуклой части линзы, чтобы эти условия выполнялись?

Пути AC и AO проходятся волной со скоростью света, а отрезок OB — со скоростью $a=c/\sqrt{\varepsilon}=c/n$. Условие равенства фаз в точках C и B $AC/c=AO/c+xn/c$, где x — абсцисса точки B.

Из прямоугольного треугольника ACB имеем $AC=\sqrt{(f+x)^2+y^2}$, где $f=AO$. Подставляя эти значения в (5.12), находим

$$x^2(n^2-1)+2fx(n-1)-y^2=0 \qquad (5.13)$$

— это уравнение гиперболы с вершиной в начале координат.

Замедляющие линзы изготовляют обычно из полистирола или фторопласта, т. е. из материалов, которые обладают требуемым значением коэффициента преломления. Недостатком линзовых антенн рассмотренного типа (помимо их большого веса) являются потери в материале диэлектрика, которые приводят к нагреву линз, если они используются в качестве передающих антенн. В этом смысле более совершенными являются линзовые антенны из металлодиэлектрика, в которых нужное значение n создается не за счет молекулярных свойств диэлектрика, а вследствие токов, наводимых в металлических сферах или дисках, равномерно распределенных по телу линзы. Обычно металлические сферы (или диски) распре-

деляются в виде узлов кристаллической решетки (рис. 5.15). Общая конфигурация металлодиэлектрической линзы такая же, как и у сплошного диэлектрика. При этом материал диэлектрика вы-

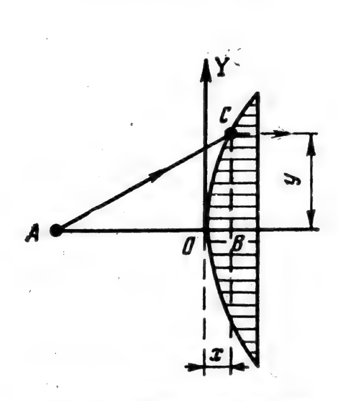


Рис. 5.14. Линзовая антенна замедляющего типа

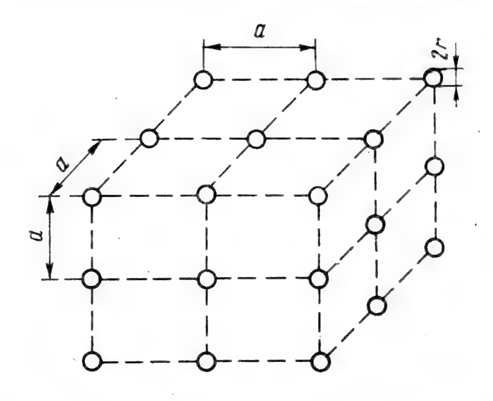


Рис. 5.15. Структура металлодиэлектрика

бирается со значением n, близким к единице, однако обязательно с минимальными потерями.

Теория металлодиэлектрических линз основывается на следующих соотношениях. Электрическая индукция D связана с диэлектрической проницаемостью ε_0 соотношением

$$D = \varepsilon_a E = \varepsilon_0 E + P, \tag{5.14}$$

где ε_a — абсолютное значение диэлектрической проницаемости; ε_0 — диэлектрическая проницаемость свободного пространства, а P — вектор поляризации или дипольный момент единицы объема. Величина P, в свою очередь, связана с числом металлических частиц N в единице объема соотношением

$$P = N p, \tag{5.15}$$

где p — дипольный момент частицы

$$p = \alpha E, \tag{5.16}$$

где α — средняя поляризуемость частицы. Для частиц сферической формы радиуса ε

$$\alpha = 4 \pi r^3 \varepsilon_0, \tag{5.17}$$

а для металлических дисков радиуса R

$$\alpha = \frac{16}{3} R^3 \varepsilon_0. \tag{5.18}$$

Подставляя выражения (5.15) и (5.16) в (5.14), получаем

$$D' = \varepsilon_0 E + N \alpha E, \tag{5.19}$$

откуда

$$\varepsilon_a = \varepsilon_0 + N\alpha. \tag{5.20}$$

Относительное значение диэлектрической проницаемости выражается при этом формулой

$$\varepsilon = \varepsilon_a/\varepsilon_0 = 1 + N\alpha/\varepsilon_0, \tag{5.21}$$

а коэффициент преломления — выражением

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + N\alpha/\varepsilon_0}\,. \tag{5.22}$$

Подбирая число металлических частиц в единице объема и их форму, легко получить требуемое значение коэффициента преломления.

Помимо замедляющих линз, в антенной технике применяются ускоряющие линзы, выполненные из такого материала, в котором фазовая скорость распространения превышает скорость света в свободном пространстве, т. е. где $a > c$. Ускоряющие линзы, в отличие от замедляющих, должны представлять собой плоско-вогнутую конструкцию (рис. 5.16). Источник, которому приписывают-

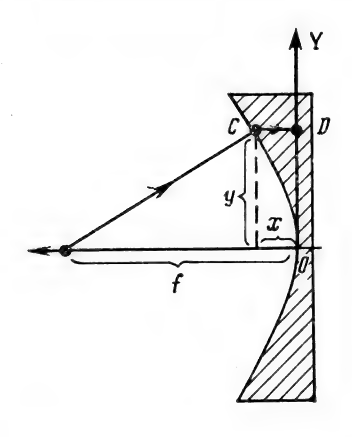


Рис. 5.16. Линзовая антенна ускоряющего типа

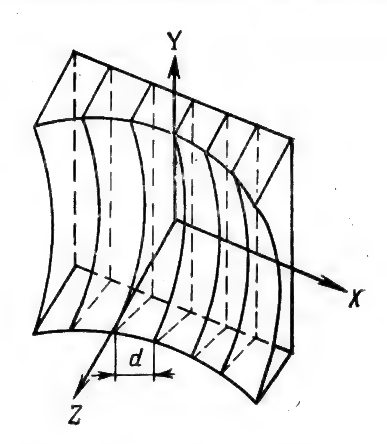


Рис. 5.17. Ускоряющая линза из параллельных металлических пластин

ся свойства точечного излучателя, расположен в фокусе A. Путь, проходимый лучом ACD, должен занимать такое же время, как и путь AO, проходимый со скоростью света. При этом условии в плоскости $x=0$, фазы всех лучей будут одинаковы. Из рис. 5.16 имеем

$$AO/c = AC/c + (CD)\,n/c$$

или

$$f = \sqrt{(f-x)^2 + y^2} + x\,n. \tag{5.23}$$

После преобразований ур-нию (5.23) можно придать вид

$$x^2(1-n^2)-2fx(1-n)+y^2=0; \tag{5.24}$$

полученное уравнение представляет собой уравнение эллипса.

Практически ускоряющий материал можно выполнить в виде совокупности параллельных металлических пластин (рис. 5.17). Если вектор электрического поля падающей волны параллелен металлическим пластинам, то фазовая скорость распространения между пластинами превышает скорость света в пустоте и определяется выражением

$$a = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2}}, \tag{5.25}$$

где λ — длина волны, а d — расстояние между смежными пластинами. При этом коэффициент преломления

$$n = \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2} \tag{5.26}$$

меньше единицы. Подбирая при заданной длине волны расстояние d между пластинами, можно получить нужное значение коэффициента преломления. Очевидным недостатком ускоряющих линз, в отличие от линз замедляющих, является резкая зависимость их свойств от длины волны, что часто на практике неприемлемо.

5.7. Линзы Люнеберга

Все рассмотренные до сих пор как замедляющие, так и ускоряющие линзы представляли собой однородные конструкции, т. е. такие, у которых коэффициент преломления во всех точках тела линзы постоянен. Бо́льшие возможности у неоднородных линз, коэффициент преломления которых принимает переменные значения. Подобные линзы часто характеризуются центральной симметрией.

Первая линза такого рода была предложена еще в 1860 г. Максвеллом и получила название «рыбьего глаза». Она обладает свойством собирать лучи, выходящие из точки, расположенной на поверхности сферы, к диаметрально противоположной (рис. 5.18). Здесь пунктирными линиями показаны поверхности равных фаз. Таким свойством обладают линзы, коэффициент преломления которых при удалении от центра ρ меняется по закону

$$n = \frac{2n_1}{1+\frac{\rho^2}{r^2}}, \tag{5.27}$$

где r — радиус сферы, а n_1 — значение коэффициента преломления у поверхности линзы.

Если разрезать сферу по диаметральной плоскости XY (перпендикулярно плоскости рисунка), то линза Максвелла будет транс-

формировать сферический фронт волны в плоский. На практике более привлекательными свойствами обладает линза Люнеберга (рис. 5.19), которая превращает сферические волны в плоские при

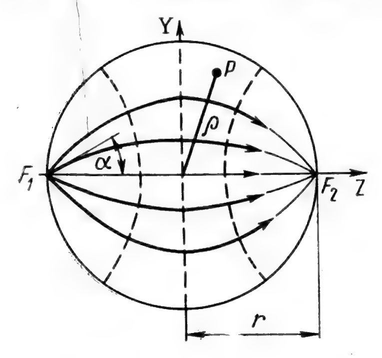


Рис. 5.18. Линза Максвелла

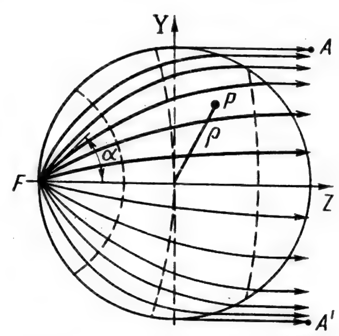


Рис. 5.19. Линза Люнеберга

сферической форме линзы, что позволяет сканировать луч в широких пределах, перемещая точечный облучатель вдоль поверхности линзы.

В линзе Люнеберга коэффициент преломления должен изменяться по закону

$$n = n_0\sqrt{1-(0{,}5)\,\rho^2/r^2}, \qquad (5.28)$$

где n_0 — коэффициент преломления в центре линзы. При этом во избежание преломления лучей при выходе их из линзы в воздух коэффициент преломления на поверхности, т. е. при $\rho=r$, должен быть равен единице.

5.8. Щелевые антенны

Щелевая антенна представляет собой отверстие, щель или группу отверстий или щелей на металлической поверхности плоской или криволинейной формы, в которой тем или иным способом возбуждается электромагнитное поле. Поскольку в отверстиях больших размеров трудно возбудить достаточно равномерное поле, то отверстия обычно делаются узкими, в форме щелей, откуда и произошло название антенн. Металлическая поверхность, в которой вырезаются щели, может представлять собой стенку полого резонатора или боковую стенку волновода.

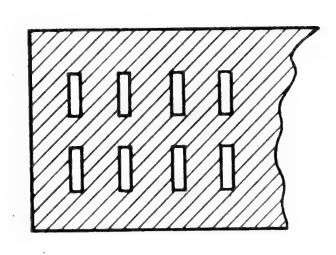


Рис. 5.20. Устройство многоэлементной щелевой антенны

Одиночная щель обладает слабой направленностью, такой же, как полуволновый вибратор.

Для обеспечения острой направленности на металлической поверхности часто вырезают группу щелей (рис. 5.20). Результирующая диаграмма направленности может быть найдена на основании сформулированного в 1944 г. А. А. Пистолькорсом принципа двойственности, согласно которому каждая щель может быть заменена проволочной антенной (диполем) такой же конфигурации, как и щель.

Большим конструктивным достоинством щелевых антенн является отсутствие выступающих частей.

5.9. «Линейки» и «решетки», составленные из апертурных антенн

В гл. 4 рассматривались сложные проволочные антенны, составленные из совокупностей полуволновых вибраторов в «узлах» линейки или решетки. При этом благодаря интерференционному взаимодействию излучений формировалась более острая, чем у полуволновых вибраторов, результирующая диаграмма направленности. Эта диаграмма для случая линейки представляется формулой $F(\theta)=F_1(\theta)F_n(\theta)$, где $F_1(\theta)$ — диаграмма направленности одиночного излучателя, входящего в состав линейки, а $F_n(\theta)$ — множитель линейки.

Формируя сложную антенну из более направленных, чем полуволновый вибратор излучателей, например, из апертурных антенн (рупорных, параболических и т. д.), можно получить сложную антенну еще более высокой направленности. Подобные антенны, главным образом, в виде решеток, собранных из апертурных излучателей, широко применяются в системах связи, в радиолокации, а также в радионавигации и в радиоастрономии.

Глава 6

АНТЕННЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

6.1. Понятие о замедляющих системах

Антенна *A*, расположенная в воздухе над идеально проводящей плоскостью *M* (рис. 6.1), создает в окружающем пространстве сферическую волну, которая распространяется вдоль этой плоскости со скоростью света в пустоте. Если бы даже плоскость *M* обладала свойствами полупроводника, то, как показывает подробный анализ, и в этом случае скорость волны вдоль поверхности практически не отличалась бы от скорости света в пустоте *c*. При бесконечно большой проводимости σ на удалении *r* поле у поверхности в точке *B* имело бы такое же значение, как и в точке *C* на высоте *h*. При полупроводящей поверхности поле в точке *C* даже превышает значение поля непосредственно у поверхности (считая $r \gg h$).

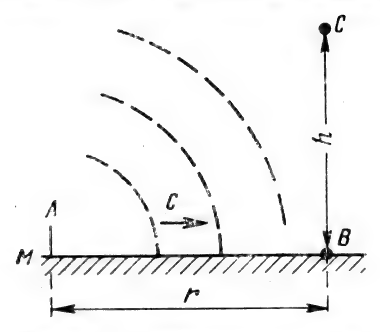


Рис. 6.1. Распространение сферических радиоволн над идеально проводящей плоскостью ($\sigma = \infty$)

Рис. 6.2. Распространение волн над замедляющей поверхностью ($\sigma = \infty$) $\varepsilon \neq 1$

Картина существенно меняется, если металлическую поверхность покрыть тонким слоем диэлектрика толщиной *h*, а волны возбуждать не одной антенной *A*, а совокупностью синфазных излучателей, расположенных перпендикулярно направлению распространения вдоль плоскости *YOZ* (рис. 6.2). Возникают два основных отличия. Во-первых, скорость *a* возбужденной в направлении оси *X* волны будет меньше *c*. Отношение $\eta = c/a$ получило название

коэффициента замедления. Во-вторых, и это самое главное, значительная часть энергии распространяющейся волны будет сосредоточена вдоль границы раздела «диэлектрик—воздух». Именно по этой причине такие волны получили название поверхностных. Распределение амплитуды поверхностных волн схематически показано на рис. 6.3. Составляющие электрического поля волны вдоль осей Z и X (в процессе распространения возникает и продольная составляющая, которой не было на рис. 6.1) убывают вверх по экспоненциальному закону, как это показано горизонтальной штриховкой.

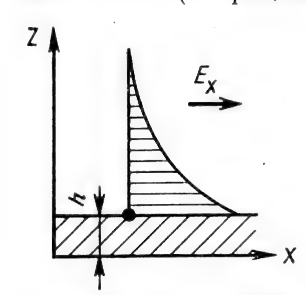


Рис. 6.3. Распределение амплитуды продольной составляющей электрического поля над замедляющей структурой

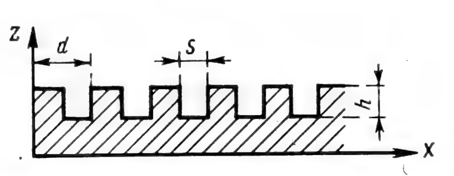


Рис. 6.4. Устройство металлодиэлектрического замедлителя

При произвольной толщине диэлектрика в воздухе возбуждается несколько типов волн (мод) и возникает сложная интерференционная структура поля. Условием возникновения волны низшего типа является неравенство

$$h < \lambda/2\sqrt{\varepsilon-1}. \tag{6.1}$$

Коэффициент замедления при этом

$$\eta \approx 1 + \frac{(kh)^2}{2}\left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\right)^2. \tag{6.2}$$

Здесь, как всегда, волновой множитель $k=2\pi/\lambda$. Заметим, что при очень большой толщине диэлектрика коэффициент замедления стремится к предельному значению $\eta \approx \sqrt{\varepsilon}$.

В качестве замедляющей конструкции можно взять металлодиэлектрик. Его преимуществом является отсутствие потерь в материале диэлектрика. Рассмотрим рис. 6.4. В металлической пластине прорезаны канавки шириной s, шагом d и глубиной h. Варьируя эти параметры, можно получить нужную степень замедления.

6.2. Антенны поверхностной волны

Если бы протяженность замедляющей системы вдоль оси X была бы бесконечно большой, то поверхностная волна просто канализировалась бы (т. е. направлялась) вдоль этой системы. Это была бы не антенна, а линия передачи, использующая принцип по-

верхностных волн. Антенна должна обладать конечной длиной l в направлении оси X, подобно тому, как это показано на рис. 6.2. Однако резкое окончание структуры антенны повлечет за собой нежелательные отражения от ее конца в точке $x=l$ и появление обратной волны и максимума излучения в противоположном направлении. Поэтому поверхностным антеннам обычно придают форму

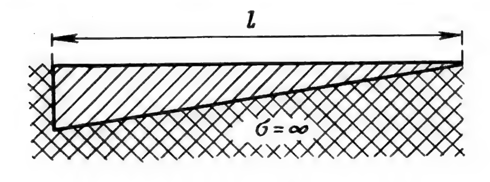


Рис. 6.5. Типичная форма антенны поверхностных волн

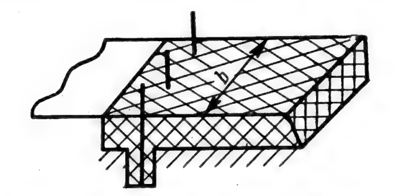


Рис. 6.6. Способ возбуждения поверхностных волн

рис. 6.5. Толщина диэлектрического покрытия здесь постепенно сходит на нет, что обеспечивает необходимое согласование антенны с окружающей средой.

Оптимальное значение коэффициента замедления для антенны длиной l

$$\eta_{\text{опт}} = 1 + \lambda/2l. \qquad (6.3)$$

При этом коэффициент усиления антенны

$$D \approx \frac{3}{\sqrt{\pi}} \sqrt{kl}\, k\, b, \qquad (6.4)$$

где b — ширина замедляющей конструкции.

По принципу действия антенны поверхностных волн несколько напоминают рассмотренную в параграфе 2.10 антенну бегущей волны. Как в том, так и в другом случаях излучают элементы, вдоль которых перемещается электромагнитная волна. Именно по этой причине диаграмма направленности антенны поверхностных волн в вертикальной плоскости представляется формулой, подобной выражению для диаграммы направленности антенны бегущей волны:

$$F(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{kl}{2}(\eta - \cos\theta)\right]}{\frac{kl}{2}(\eta - \cos\theta)}. \qquad (6.5)$$

Здесь l — длина антенны; η — коэффициент замедления, а угол θ отсчитывается от горизонтальной плоскости.

Один из возможных способов возбуждения антенны поверхностных волн показан на рис. 6.6. Возбудитель должен создавать волны вдоль всей ширины антенны b — это обеспечивает высокую эффективность создания поверхностных волн.

6.3. Диэлектрические антенны

Одной из разновидностей антенн поверхностных волн являются диэлектрические стержневые антенны. Принцип излучения этих антенн также основан на эффекте замедления.

Рассмотрим рис. 6.7. Косой штриховкой здесь показан диэлектрический стержень длины l с постепенно уменьшающимся диаметром (для лучшего согласования с окружающей средой). Волны в диэлектрике возбуждаются штырем *Ш*, который является продолжением центрального провода коаксиального кабеля *К*. Как видно из рисунка, штырь ориентирован вдоль перпендикуляра к оси провода.

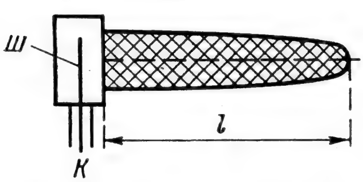


Рис. 6.7. Диэлектрическая антенна

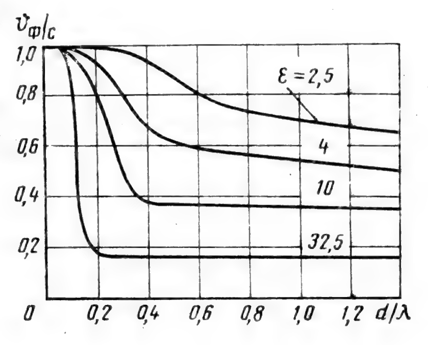


Рис. 6.8. Зависимость множителя замедления $v_ф/c$ от отношения d/λ

Рассмотрим рис. 6.8 (здесь d — средний диаметр стержня) для различных значений диэлектрической проницаемости стержня.

При очень тонком стержне почти вся энергия поверхностной волны распространяется вне его и направляющее действие стержня сводится практически к нулю. Наоборот, при толстых стержнях поверхностная волна возбуждается эффективно, но нельзя применять длинные стержни из-за потерь в диэлектрике. Экспериментально установлено, что оптимальная площадь сечения стержня

$$S_{опт} = 0,25\,\pi\, d^2 = 0,25\,\lambda^2/(\varepsilon - 1). \qquad (6.6)$$

Оптимальная длина антенны

$$l_{опт} = \frac{\lambda}{2\,(\eta - 1)}\,, \qquad (6.7)$$

а коэффициент усиления при оптимальной длине

$$D_{max} = (8 \div 7,2)\; l/\lambda. \qquad (6.8)$$

Вес диэлектрических антенн растет пропорционально кубу длины волны. Поэтому диэлектрические антенны применяются только на волнах короче 25 см. Из диэлектрических стержней могут составляться антенные решетки.

Глава 7

ЛОГАРИФМИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

7.1. Общие принципы создания широкодиапазонных антенн

Рассмотренные выше антенны обладали сравнительно узкой полосой пропускания порядка $\pm 10\%$ относительно рабочей частоты. Исключение составляли ромбические антенны, которые допускали работу в диапазоне 2:1. В настоящем параграфе речь идет об антеннах, которые могли бы работать в диапазоне 8:1 или даже 16:1. При этом подразумевается, что в указанном интервале частот должны мало изменяться как диаграмма направленности антенны, так и ее входное сопротивление. Это условие может быть

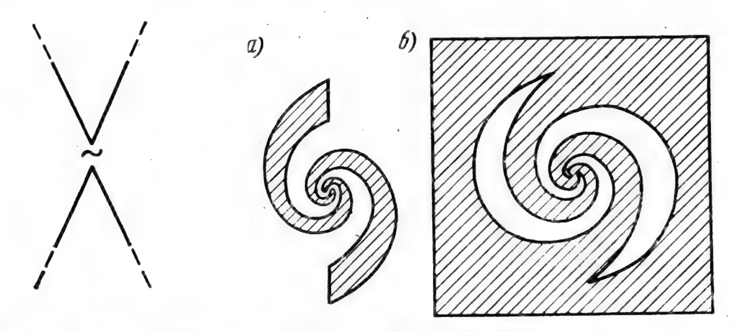


Рис. 7.1. Биконический вибратор

Рис. 7.2. Логарифмическая антенна: *а)* плоская спираль; *б)* плоская щель

удовлетворено только в том случае, если при изменении частоты соотношение между линейными размерами антенны и длиной волны остается постоянным. Строго говоря, такое условие может быть выполнено только для антенн бесконечно большой длины, форма которых определяется их угловыми размерами. Поэтому антенны подобного типа иногда называют «равноугольными».

Простейшим из такого рода антенн является биконический вибратор бесконечно большой длины (рис. 7.1), т. е. вибратор, плечами которого являются не провода, а бесконечно расходящиеся металлические конические поверхности. При конечной длине плеч параметры можно считать мало изменяющимися только в преде-

лах ограниченной полосы частот. Как можно показать, подобными же свойствами обладает логарифмическая антенна в виде плоской двухзаходной спирали (рис. 7.2). Антенна называется логарифмической потому, что кривые, ограничивающие плоскую ленточную структуру, удовлетворяют уравнению логарифмической спирали. Если бы подобная конструкция обладала бесконечно большими размерами, то она представляла бы собой действительно частотнонезависимую антенну. При конечных размерах спирали зависимости от частоты не будет в более или менее ограниченном диапазоне частот. Показанная на рис. 7.2 антенна имеет главный максимум в направлении, перпендикулярном плоскости спирали.

7.2. Логарифмически-периодические антенны

На подобном же принципе работают широкодиапазонные логарифмически-периодические антенны (иногда сокращенно называемые логопериодическими). Это такие антенны, свойства которых периодически повторяются с логарифмом частоты. Поэтому если удастся создать достаточно постоянные параметры (диаграмму направленности и входное сопротивление) в пределах одного периода логарифма частоты, то постоянство (или приблизительное постоянство) параметров будет обеспечено и в более широком диапазоне частот.

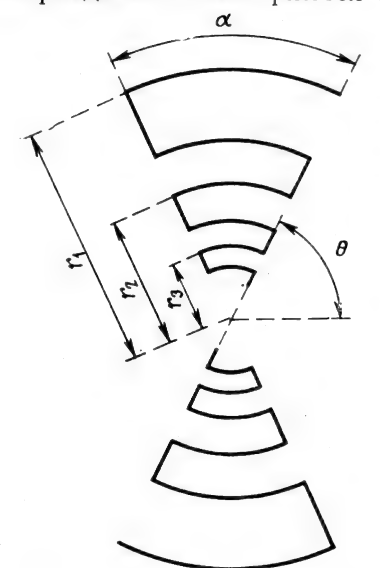


Рис. 7.3. Проволочная логопериодическая антенна

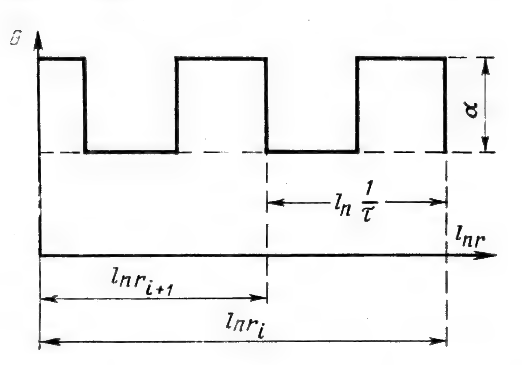


Рис. 7.4. Зависимость $\theta=F(\ln r)$ для антенны, показанной на рис. 7.3

Рассмотрим рис. 7.3, предположим, что в полярной системе координат контур провода удовлетворяет уравнению

$$\theta = f(r). \qquad (7.1)$$

Зависимость (7.1) для логопериодических антенн должна обладать свойством превращаться в периодическую функцию при

замене аргумента r на $\ln r$. На рис. 7.4 показана зависимость $\theta = F(\ln r)$, построенная для верхней половины антенны. Сравнивая рис. 7.3 и 7.4, можно установить, что период функции θ составляет

$$\ln r_i - \ln r_{i+1} = \ln \frac{r_i}{r_{i+1}} = \ln \frac{1}{\tau} = \text{const}.$$

Это означает, что размеры антенны r_1, r_2, r_3 и т. д. образуют геометрическую прогрессию со знаменателем $1/\tau$. Антенна излучает в направлении, перпендикулярном ее плоскости.

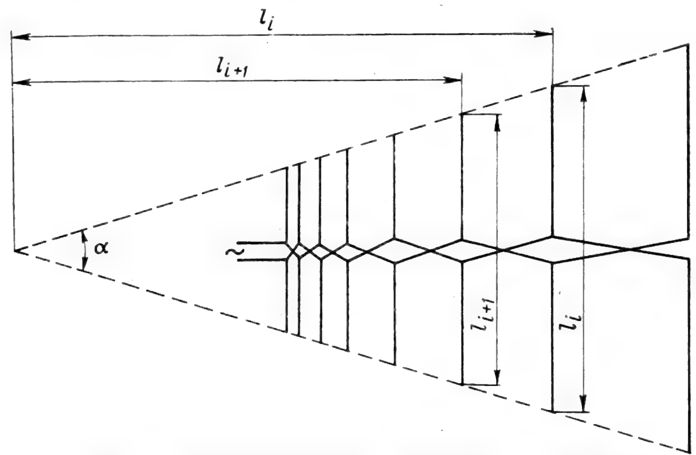


Рис. 7.5. Логопериодическая антенна из вибраторов

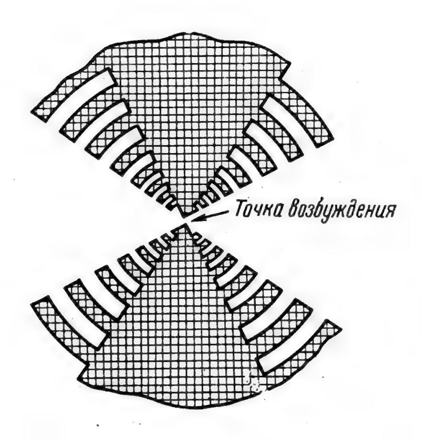


Рис. 7.6. Плоская конструкция логопериодической антенны с выступами

Рассмотрим рис. 7.5, необходимо обратить внимание на то, что соседние вибраторы питаются в противофазе. Такая антенна излучает в направлении оси системы. На каждой частоте наибольший ток возбуждается в том диполе, длина которого составляет примерно половину длины волны. Поэтому на низких частотах «активной» является область, наиболее удаленная от источника питания. Наоборот, на наиболее высоких частотах излучают энергию самые короткие вибраторы. Аналогичные по идее конструкции антенны (рис. 7.6) могут быть созданы в диапазоне сантиметровых волн.

Глава 8

ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ АНТЕННЫ

8.1. Общие требования к передающим антеннам

В нашей стране для телевизионного вещания применяются метровые и дециметровые волны с горизонтальной поляризацией.

Все рассмотренные выше антенны укв диапазона обладали более или менее ярко выраженной направленностью в горизонтальной и вертикальной плоскостях. В отличие от них, антенны телевизионных центров и передающих телевизионных станций должны обладать круговой диаграммой направленности в горизонтальной плоскости и прижатой к земле характеристикой направленности в вертикальной.

Другим требованием к телевизионным антеннам является их относительная широкополосность, ибо они должны без ощутимых искажений пропускать полосу частот порядка 8 МГц, а также высокий уровень согласования. Кбв не должен быть меньше 0,95.

8.2. Турникетные антенны

Первые телевизионные центры были оснащены турникетными антеннами, представляющими два взаимно перпендикулярных полуволновых диполя с общими центрами, питаемых токами равной силы, со сдвигом фаз на 90°. В плане схема турникетной антенны показана на рис. 8.1. Если в направлении φ в горизонтальной плоскости относительно оси X первый вибратор на некотором удалении r создает поле $E = E_0 \cos \omega t \cos \varphi$, то второй в том же направлении и на том же расстоянии развивает напряженность поля $E_2 = \sin \omega t \sin \varphi$. Результирующее поле

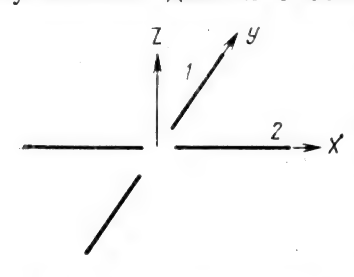


Рис. 8.1. К принципу работы турникетных антенн

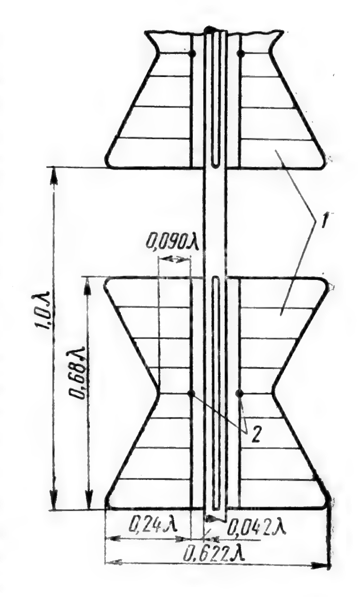
$$E = E_1 + E_2 = E_0 (\cos \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \sin \varphi) = E_0 \cos (\omega t - \varphi). \quad (8.1)$$

Эти выражения показывают, что амплитуда поля во всех направлениях сохраняет постоянное значение E_0, в то время как фаза его меняется пропорционально углу φ. Если в момент времени

$t=0$ ток в первом вибраторе достигает максимума, то во втором он равен нулю. Это значит, что в этот момент времени излучение направлено перпендикулярно первому вибратору. Спустя четверть периода, максимум переместится на 90°. Можно говорить, что турникетный вибратор создает вращающееся в горизонтальной плоскости горизонтально поляризованное поле, которое за период описывает полную окужность.

Для получения требуемой широкополосности, т. е. уменьшения волнового сопротивления вибраторов, применяют плоскостные вибраторы подобно представленным на рис. 8.2. При этом существенно, чтобы ширина вибратора была одного порядка с длиной его плеча. Для достижения необходимой направленности в вертикальной плоскости используют многоэтажные турникетные антенны.

Турникетные антенны широко применялись в телевизионных центрах однопрограммного вещания. В связи с увеличением числа программ возникла необходимость в создании антенн другого типа, ибо конструктивные соображения препятствовали размещению на сравнительно тонкой опоре большого числа расположенных друг над другом многоэтажных турникетных антенн.



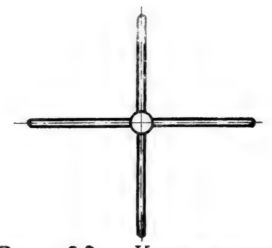


Рис. 8.2. Конструкция турникетной антенны

8.3. Панельные и штыревые передающие антенны

В СССР создана оригинальная конструкция антенны (рис. 8.3). Она представляет собой совокупность горизонтальных полуволновых вибраторов, расположенных в виде многоэтажной системы (на рис. 8.3 число этажей достигает восьми) по четырем сторонам вокруг вертикальной опоры, представляющей в сечении квадрат. Стены опоры выполняют роль плоского зеркала. Опора обладает большой высотой, что допускает размещение на ней друг над другом нескольких панельных антенн, что необходимо для многопрограммного вещания. Отдельные вибраторы в пределах одного этажа возбуждаются со сдвигом фазы на 90°, что обеспечивает создание круговой диаграммы направленности в горизонтальной плоскости и нужно для обеспечения многократной компенсации.

Если усиление турникетных антенн менялось в пределах от 4 до 15, то панельные антенны легко обеспечивают усиление от 30

до 70. Это достигается благодаря меньшей парусности панельных антенн и возможности размещения на опоре необходимого числа этажей.

Еще более совершенной является телевизионная антенна с радиальными горизонтальными штыревыми вибраторами, укреплен-

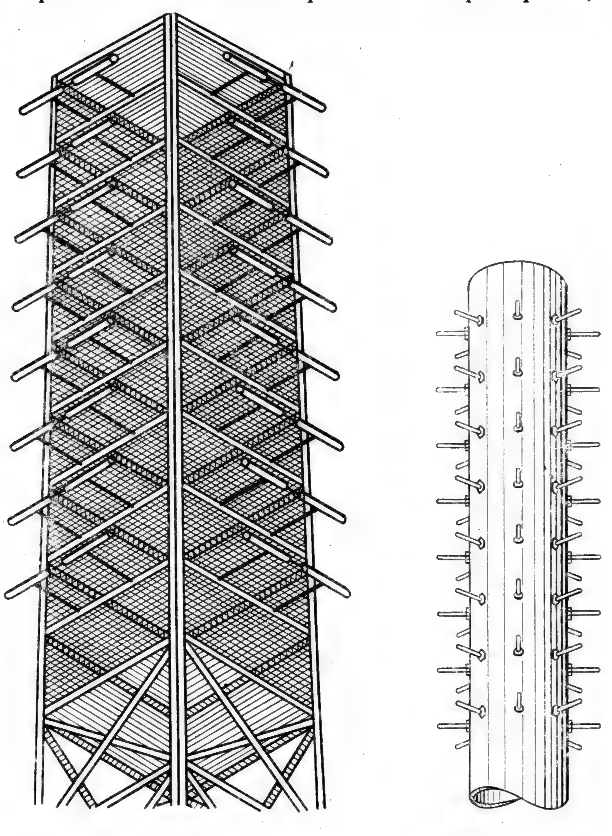


Рис. 8.3. Панельная телевизионная антенна

Рис. 8.4. Штыревая телевизионная антенна

ными на опоре круглого сечения диаметром 0,7λ (рис. 8.4). Эта антенна также разработана в Советском Союзе. В каждом ряду расположено восемь вибраторов, возбуждаемых по схеме вращающегося поля, что также обеспечивает формирование круговой, или почти круговой, диаграммы направленности в горизонтальной плоскости.

Глава 9

СПИРАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

9.1. Способы излучения радиоволн с круговой поляризацией и их применение

До сих пор предполагалось, что все рассмотренные в предыдущих главах проволочные и апертурные антенны создавали линейно поляризованное излучение, при котором вектор электрического поля радиоволны занимал в пространстве вполне определенное положение (вертикальное, горизонтальное или наклонное). Однако часто на практике (в радиосвязи, радиоастрономии и особенно в радиолокационной технике) целесообразно применение антенн, излучающих радиоволны с круговой поляризацией. При такой поляризации вектор электрического поля волны в процессе распространения уже не находится в одной плоскости, а, сохраняя неизменной свою длину за период T, описывает полную окружность (рис. 9.1). Различают круговую поляризацию с правым и левым направлением вращения по отношению к наблюдателю, смотрящему на уходящую от него волну.

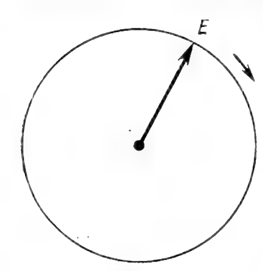


Рис. 9.1. Радиоволна с круговой поляризацией

В укв системах связи круговую поляризацию применяют для получения необходимой развязки между передатчиком и приемником в тех случаях, когда они работают на близких частотах. При этом передача осуществляется при одном направлении вращения вектора E, а прием — при обратном.

В радиолокации круговую поляризацию применяют на метеорологических станциях для получения более четких отражений от капелек дождя. Дело в том, что при отражении волны с круговой поляризацией от капель сферической формы изменяется направление вращения на обратное. При отражении такой же волны от объекта, имеющего вытянутые в одном направлении размеры, поляризация отраженной волны будет определяться именно этим направлением объекта и будет линейной. Таким образом, применение в радиолокации круговой поляризации позволяет выявлять объекты симметричной структуры среди объектов вытянутой формы.

Наконец, в радиоастрономии, в диапазонах метровых и дециметровых волн, круговая поляризация является эффективным сред-

ством борьбы с замираниями, вызываемыми поворотом плоскости поляризации под действием магнитного поля Земли при прохождении сквозь ионизированные слои атмосферы.

Простейшим способом получения круговой поляризации является применение антенны в виде двух взаимно перпендикулярных диполей *1* и *2* (рис. 9.2), в которых возбуждаются токи равной силы, но со сдвигом по фазе на 90°. В направлении оси Z на удалении r в какой-то момент времени составляющие поля вдоль осей X и Y будут

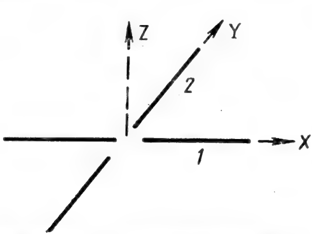


Рис. 9.2. Излучение волн с круговой поляризацией в направлении оси Z

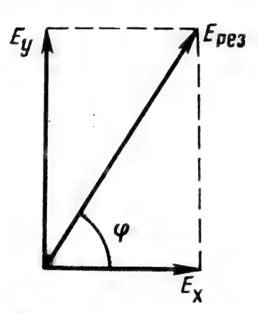


Рис. 9.3. Образование волны с круговой поляризацией

$$\left.\begin{aligned} E_x &= E_m \cos \omega t \\ E_y &= E_m \sin \omega t \end{aligned}\right\}, \qquad (9.1)$$

Амплитуда результирующего вектора определится из выражения (рис. 9.3)

$$E_{\text{рез}} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = E_m = \text{const}. \qquad (9.2)$$

Угол результирующего вектора относительно оси X можно найти из того же рисунка:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_y}{E_x} = \operatorname{tg} \omega t, \qquad (9.3)$$

откуда следует

$$\varphi = \omega t = (2\pi/T)\, t. \qquad (9.4)$$

Таким образом, результирующий вектор равномерно вращается вокруг направления распространения, описывая своим концом за период T полную окружность.

Для получения излучения с круговой поляризацией высокой направленности в качестве облучателя параболических и линзовых антенн можно применять не одиночный вибратор, а два перпендикулярных диполя (рис. 9.2).

9.2. Спиральные антенны

Другим способом получения радиоволн с круговой поляризацией является применение спиральных антенн. Такая антенна представляет собой провод, свернутый в цилиндрическую и коническую спираль (рис. 9.4). Обычно этот провод является продолжением центрального проводника коаксиального кабеля, из чего следует,

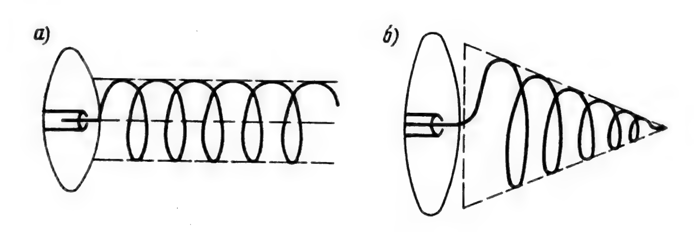


Рис. 9.4. **Спиральная антенна:**
а) цилиндрическая; *б)* коническая

что эти антенны, подобно рассмотренным в предыдущем параграфе, как правило, используются в диапазоне ультракоротких волн. При достаточной длине провода в нем устанавливается режим бегущей волны.

Поскольку спиральные антенны являются разновидностью проволочных, то каждый бесконечно малый элемент длины спирали можно рассматривать в качестве элементарного излучателя. Полное поле в направлении оси спирали и под некоторым углом к ней можно найти, суммируя излучения элементарных излучателей. Но у спирали имеются как вертикальные, так и горизонтальные элементарные излучатели (а равно и расположенные под произвольным углом к вертикали), причем они обтекаются током равной силы, но с фазовым сдвигом, определяемым скоростью распространения тока вдоль провода. Подробное исследование показывает, что спиральные антенны создают в общем случае эллиптически поляризованное поле, в котором конец вектора электрического поля описывает не окружность, а эллипс. Направление вращения вектора определяется направлением закручивания витков спирали. Однако при некоторых соотношениях между параметрами спирали можно получить поле, поляризованное по кругу. Обозначив через L длину одного витка спирали, а через s шаг спирали, условие получения поля, поляризованного по кругу, можно записать в виде

$$(L/\lambda)\,\eta - s/\lambda = 1. \qquad (9.5)$$

Здесь λ — длина волны, а η — коэффициент замедления волны при ее распространении вдоль спирального проводника.

При выполнении условия (9.5) поле в направлении оси вибратора на удалении r

$$|E| = |E_x| = |E_y| = \frac{30\, k\, I_0\, \pi\, \rho_0\, N}{r}, \qquad (9.6)$$

где N — число витков спирали, а I_0 — сила тока.

Диаграмма направленности спиральной антенны вычисляется по формуле

$$F(\varphi) = \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(k\, s \cos\varphi - k\, \eta\, L)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(k\, s \cos\varphi - k\, \eta\, L)\right]}. \qquad (9.7)$$

Угол φ отсчитывается от оси спирали. Спиральные антенны широко применяются в качестве излучателей в антеннах типа решетки, что позволяет получить излучение высокой направленности с круговой поляризацией.

Глава **10**

АНТЕННЫ С ЗАДАННОЙ ФОРМОЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

10.1. Понятие о синтезе антенных устройств. Конструирование антенн с низким уровнем боковых лепестков диаграммы направленности

В параграфах 4.2 и 4.3 были рассмотрены, с одной стороны, линейки дискретных излучателей, которые питаются синфазно токами одинаковой силы и отстоят один от другого на равные расстояния, а с другой — излучающие плоскости с равномерным и эквифазным распределением плотности токов. Было показано, что для антенн обоих типов направленные свойства в конечном счете определяются их поперечными размерами, а говоря точнее, отношением между поперечным размером и длиной волны. Влиять как-либо на относительный уровень боковых лепестков мы при этом не могли. Увеличивая размер антенны, можно уменьшать в соответствии с приведенными формулами только ширину главного лепестка.

Возникает вопрос, нельзя ли, сняв указанные выше ограничения (равенства расстояний между дискретными излучателями и силы тока в них, постоянство плотности тока по плоскости), получить не только требуемую ширину главного лепестка, но и снизить средний уровень боковых лепестков, по сравнению с тем, который существует при токах одинаковой силы.

Если, кроме того, при подобной постановке вопроса требуется определить, каково должно быть распределение тока в дискретных излучателях или распределение плотности тока по поверхности, чтобы антенна приобрела диаграмму заданной формы, то такая задача в антенной технике получила общее название синтеза антенн. Во многих случаях она получает однозначное решение. При этом обычно стремятся найти такое распределение тока, которое сводит к минимуму уровень побочных лепестков.

В решении задачи синтеза антенн активное участие принимали А. А. Пистолькорс, Л. Д. Бахрах, Е. Г. Зелкин, В. Л. Покровский, Б. М. Минкович, а из зарубежных ученых С. А. Щелкунов, К. Л. Дольф, Т. Т. Тейлор и другие.

Покажем одно из решений, принадлежащее К. А. Дольфу, которое часто используется при практических расчетах. Общая схема решения заключается в следующем.

Предположим, что антенная линейка состоит из четного числа излучателей, равноудаленных друг от друга, возбуждаемых син-

фазно, но токами разной силы, причем так, что в вибраторах *1* и *1′*, *2* и *2′* и т. д. токи одинаковы (рис. 10.1). Систему излучателей на рис. 10.1 можно рассматривать, как совокупность $n/2$ (где n — общее число вибраторов) пар вибраторов с одинаковыми силами тока, т. е. *1* и *1′*, *2* и *2′* и т. д. К каждой паре можно применить ф-лу (4.8), положив в ней $n=2$. Выполняя эту подстановку и применяя формулу для синуса двойного угла, находим

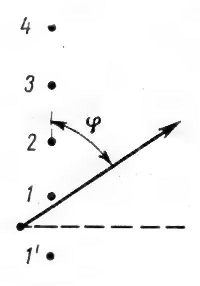


Рис. 10.1. К вопросу о синтезе антенн с низким уровнем боковых лепестков

$$E_д = \frac{60\, I_{n1}}{r} F_1(\theta) \frac{\sin(kd \sin\theta)}{\sin\frac{1}{2}(kd\sin\theta)} =$$

$$= \frac{60\, I_{n1}}{r} F_1(\theta)\, 2\cos\frac{1}{2}(kd\sin\theta). \qquad (10.1)$$

Суммируя выражения вида (10.1), легко получить формулу для результирующей диаграммы направленности:

$$E(\theta) = \frac{120\, F_1(\theta)}{r} [I_1 \cos\delta + I_2 \cos 3\,\delta + + \ldots + I_{n/2} \cos(n-1)\,\delta], \qquad (10.2)$$

где $\delta = \frac{kd}{2} \sin\theta$.

В ф-ле (10.2) отсутствуют аргументы δ, умноженные на четные числа потому, что если расстояние между излучателями *1* и *1′* составляет d, то расстояние между *2* и *2′* составляет $3d$, между *3* и *3′* — $5d$ и так далее. Здесь d — расстояние между вибраторами, а Θ — угол между осью линейки и направлением на пункт приема.

Каждый член разложения можно представить в виде полиномов Чебышева разных порядков, а именно

$$\left.\begin{aligned} T_0(x) &= 1 \\ T_1(x) &= \cos\delta = x \\ T_2(x) &= \cos 2\,\delta = 2\cos^2\delta - 1 = 2x^2 - 1 \\ T_3(x) &= \cos 3\,\delta = 4\cos^3\delta - 3\cos\delta = 4x^3 - 3x \end{aligned}\right\}. \qquad (10.3)$$
и так далее.

Здесь $\delta = \arccos x$.

Из теории полиномов Чебышева известно, что среди полиномов с действительными коэффициентами они обладают свойством наименьшим образом уклоняться от нуля в интервале $-1 \leqslant x < +1$. Именно на этом свойстве полиномов Чебышева основан синтез антенн с наименьшим уровнем одинаковых боковых лепестков.

Опуская в (10.2) постоянный множитель и используя приведенные выше обозначения полиномов Чебышева, диаграмму направленности рассматриваемой антенны можно представить в виде

$$E(\theta) = A[I_1 T_1(x) + I_2 T_3(x) + \ldots + I_{n/2} T_{n-1}(x)]. \qquad (10.4)$$

Потребуем, чтобы диаграмма направленности (10.4) получила форму $E(\theta) = AT_{n-1}(y)$, т. е. полинома Чебышева, являющегося последним слагаемым в (10.4). Как это следует из (10.3), полином Чебышева n-го порядка выражается функцией $T_n(x) = \cos(n \arccos x)$. Поскольку в ф-ле (10.2) аргумент косинусов кратен величине $\frac{kd}{2}\sin\theta$, то, чтобы привести выражение к виду $\arccos x$, делаем замену $\frac{kd}{2}\sin\theta = \arccos x$. Тогда максимум $T_n(x)$ по модулю будет равен единице. Это справедливо, пока $x<1$. При $x>1$ $\arccos x$ в понятиях элементарной математики не существует. На самом деле он принимает значения, показанные на графике 10.2. Из теории полиномов Чебышева известно, что график функ-

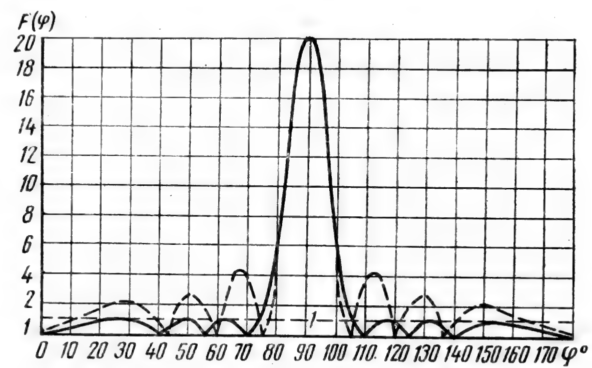


Рис. 10.2. Диаграмма направленности антенны с одинаковыми значениями силы тока в вибраторах (пунктирная линия) и при чебышевском распределении токов (сплошная линия)

ции $T_{n-1}(y)$ в интервале от 0 до +1 претерпевает ряд максимумов, достигающих значения +1 (лепестки одинакового уровня), а в области $y>1$ монотонно и быстро возрастает. Располагая графиком функции $T_{n-1}(y)$ и задаваясь определенным значением R, которое показывает, во сколько раз уровень главного максимума должен превышать уровни одинаковых побочных лепестков, по графику находим значение $a_0 > +1$, при котором $T_{n-1}(a_0) = R$. Применяя подстановку $y = a_0 x$, нетрудно убедиться, что функция $T_{n-1}(a_0 x)$ будет теперь достигать значения R при $x=1$. Приравнивая желаемую форму диаграммы направленности $T_{n-1}(a_0 x)$ выражению (10.4), получаем

$$T_{n-1}(a_0 x) = I_1 T_1(x) + I_2 T_3(x) + \ldots + I_{n/2} T_{n-1}(x). \qquad (10.5)$$

Подставляя в правую и левую части (10.5) значения полиномов Чебышева согласно (10.3), группируя в правой части члены по степеням x и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях в правой и левой частях, получим систему из n уравнений с n неизвестными, решение которой даст значения токов I_1, I_2 и т. д.

Таким образом, при синтезе диаграмм направленности используется то свойство полиномов Чебышева, благодаря которому при $x>1$ они изображаются кривыми, наиболее круто поднимающимися вверх. В результате этого диаграмма направленности при заданном уровне боковых лепестков приобретает наименьшую ширину главного лепестка.

Указанным методом получено распределение токов в восьмивибраторной антенне, при котором уровень главного максимума в 20 раз (26 дБ) превышает уровень побочных лепестков (см. рис. 10.2). Относительные значения токов при этом оказались равными: в *1* и *1'* вибраторах 1; в *2* и *2'* — 0,84; в *3* и *3'* — 0,55 и *4* и *4'* — 0,35.

Аналогичным методом, но в условиях непрерывного распределения поля решается эта задача для случая апертурных антенн.

10.2. Проблема создания сверхнаправленных антенн

В дискретных антеннах с токами одинаковой силы в отдельных излучателях, а также в апертурных антеннах с равномерным распределением тока ширина главного лепестка, как известно, определяется отношением длины антенны к длине волны. И для получения антенн с высокой направленностью приходится строить антенны весьма больших размеров.

Возникает вопрос, не представляется ли возможным путем подбора амплитуд и фаз в отдельных вибраторах добиться такого режима работы антенны, при котором антенна небольших размеров обладала бы сколь угодно высокой направленностью. Такие конструкции получили в антенной технике название «сверхнаправленных антенн».

Подробное изучение этого вопроса показало, что, в принципе, создание таких антенн вполне возможно, но они обладают такими свойствами, которые делают их применение в практике совершенно неприемлемым. Во-первых, они должны обладать очень большим числом вибраторов. Токи в отдельных вибраторах должны поддерживаться очень большой, притом вполне определенной силы и строго фиксированной частоты. Фазы должны поддерживаться тоже с очень большой, практически неосуществимой, точностью. Сама сверхнаправленная антенна представляет собой переменно-фазную структуру с большим числом элементов, что приводит к возникновению больших реактивных токов. В силу этих причин диаграмма оказывается весьма критичной к изменению частоты, амплитуд и фаз. Рост токов и полей требует увеличения ее электрической прочности, резко возрастают потери и падает кпд антенны, что ограничивает излучаемую мощность.

Глава 11

АНТЕННЫ С УПРАВЛЯЕМЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

11.1. Общие принципы управления диаграммой направленности антенн

Все радиолокационные станции и многие радионавигационные устройства по принципу своего действия должны изменять в пространстве ориентировку главного лепестка диаграммы направленности, иными словами, изменять направление излучения. Такой режим работы передающих и приемных антенн носит название *сканирования*. Иногда сканирование осуществляется только в горизонтальной плоскости, но очень часто в обеих плоскостях. Окружающее антенну пространство или часть его просматривается как бы по строчкам, подобно развертке на экране кинескопа. Часто сканирование осуществляется по спирали или по другому более сложному закону. Различают антенны кругового обзора и антенны, облучающие пространство в пределах определенного сектора.

Представляются три способа решения этой задачи: а) вращение вокруг вертикальной и горизонтальной оси антенны в целом; б) вращение или перемещение одного облучателя параболической или линзовой антенны и, наконец, в) чисто электрический без применения механического перемещения или вращения отдельных элементов антенны. Этот способ применим к многоэлементным антеннам типа «линейка» или «решетка».

В тех случаях, когда передающая или приемная антенна (напомним, что в большинстве радиолокационных станций для передачи и приема используется одна и та же антенна) представляет собой малогабаритное устройство, сканирование в горизонтальной и вертикальной плоскостях может осуществляться вращением или поворотом вокруг вертикальной и горизонтальной осей антенны в целом. Понятно, что вследствие возникающих при поступательно-возвратном движении больших масс сил инерции такой способ применим для антенн небольших размеров или при очень медленном движении больших антенн. Этот прием, в частности, успешно применяется для управления диаграммами направленности крупных радиоастрономических антенн, когда по характеру решаемых задач не нужно быстро вращать антенну.

Два других способа рассматриваются в следующих параграфах этой главы.

11.2. Управление диаграммами направленности антенн путем механического перемещения облучателей

Этот способ применим к антеннам с облучателем. Такими антеннами (см. гл. 5) являются антенны с параболическим рефлектором и линзовые антенны. Антенны других типов явно выраженных облучателей не имеют. По понятным соображениям, перемещая облучатель, можно перемещать луч в сравнительно небольших угловых пределах, ибо при значительном отклонении облучателя от фокуса концентрирующее действие параболического рефлектора резко уменьшается. Впрочем одно исключение из этого положения рассматривается ниже.

Рассмотрим этот метод применительно к антенне с параболическим рефлектором.

На рис. 11.1 схематически представлена антенна с параболическим отражателем. Если облучатель находится в положении F,

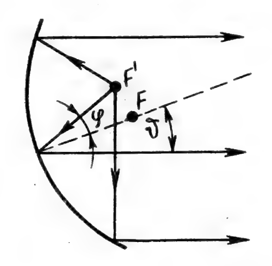


Рис. 11.1. Изменение направления излучения путем поперечного смещения облучателя

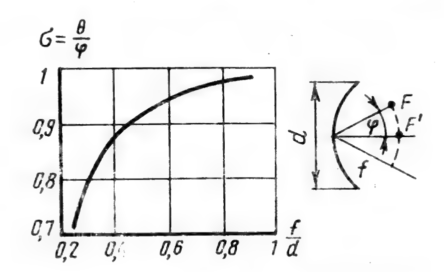


Рис. 11.2. Зависимость относительного отклонения луча σ от отношения f/d (f — фокусное расстояние; d — диаметр апертуры)

т. е. в фокусе, то, как известно, в силу свойств параболической поверхности будет формироваться диаграмма направленности с максимумом вдоль оси параболоида. Перемещение облучателя в точку F', расположенную также в фокальной плоскости (см. рис. 11.1), отклоняет отраженные лучи в сторону, противоположную смещению облучателя. Отраженные лучи теперь будут не строго параллельными, что, с одной стороны, уменьшит коэффициент усиления, а с другой, приведет к возникновению более интенсивных побочных лепестков.

Как эффект уменьшения усиления антенны, так и повышение уровня побочных лепестков будут проявляться тем сильнее, чем больше отклонение облучателя относительно фокуса.

Угол ϑ, на который отклоняется направление излучения, всегда меньше углового смещения облучателя φ (рис. 11.1). Это отношение $\sigma=\vartheta/\varphi$ получило название относительного отклонения луча (рис. 11.2). При малых (по отношению к диаметру апертуры) фокусных расстояниях значение коэффициента σ резко падает. Прак-

тически удается осуществлять качание луча в пределах 10—15 значений ширины главного лепестка на половинном уровне.

Пользуясь тем, что центральная часть параболоида мало отличается от сферического зеркала радиуса $2f$, где f — фокусное расстояние параболоида, было предложено заменить параболоид сферой, что позволило производить качание луча в более широких пределах. Схема такой антенны показана на рис. 11.3. Облучатель антенны со сферическим отражателем перемещается по окружности радиуса f. Недостатком антенны со сферическим отражателем

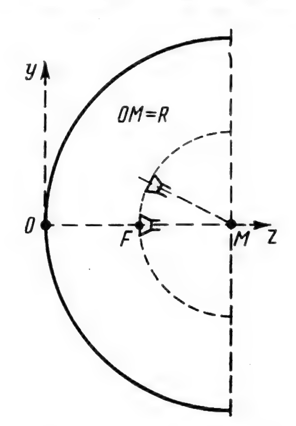


Рис. 11.3. Изменение направления излучения в антеннах со сферическим зеркалом

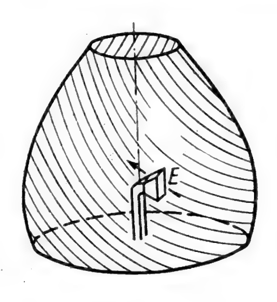


Рис. 11.4. Антенна с бочкообразным проволочным отражателем

является формирование излучения не в виде строго параллельных лучей (как это имеет место при отражении от параболической поверхности), а в некоторой степени расходящихся лучей, что уменьшает усиление антенны и повышает уровень побочных лепестков.

Если главный лепесток диаграммы направленности облучателя не выходит за пределы сферического отражателя, то при всех положениях облучателя форма диаграммы сохраняется неизменной, что является известным достоинством рассматриваемой антенны.

Примерно теми же свойствами в отношении осуществления качания (сканирования) луча обладают линзовые и двухзеркальные антенны. В последнем случае качание луча осуществляется изменением положения гиперболического отражателя.

Наконец, на рис. 11.4 показан принцип действия антенны с бочкообразным проволочным отражателем, которая позволяет вращать облучатель вокруг вертикальной оси на 360° и тем самым получать круговое вращение луча. Рефлектор, горизонтальное сечение которого представляет собой окружность, а вертикальное — отрезки парабол, выполнен из диэлектрического материала, в который впрессованы металлические полосы под углом 45° к плоскости горизонта. Расположенный в центре рупорный облучатель

создает плоскополяризованное излучение также под углом 45° относительно горизонтальной плоскости. Угол наклона плоскости поляризации выбран так, чтобы в направлении излучения рупора металлические полосы были параллельны вектору электрического поля волны. В этих условиях лучи будут отражаться от полос параболической формы. Отраженное излучение, с другой стороны, свободно пройдет через металлические полосы на противоположной стороне «бочки», ибо здесь они будут перпендикулярны вектору электрического поля. Вращая таким способом рупорный облучатель, вращаем тем самым основной лепесток диаграммы направленности антенны.

11.3. Электрическое управление диаграммами направленности многоэлементных антенн

Идея этого метода чрезвычайно проста и заключается в том, что если излучатели, образующие «линейку» или «решетку», питаются в фазе, то максимум излучения создается направленным в перпендикулярном по отношению к линейке или плоскости решетки направлении. Теоретически легко показать, что если n элементов, образующих антенну, питать со сдвигом фаз ψ между соседними излучателями (рис. 11.5), то максимум диаграммы окажется сдвинутым на угол, однозначно определяемый фазовым сдвигом ψ. Действительно, если отдельные излучатели питаются синфазно, то на достаточно большом удалении, в перпендикулярном направлении, излучаемые волны приходят в фазе и суммируются. При наличии же постепенно накапливаемого от элемента к элементу сдвига по фазе такое суммирование произойдет под углом θ к плоскости антенны. Если расстояния между излучателями одинаковы и составляют d, то, как видно из рис. 11.5, разность хода лучей между соседними излучателями составит $\Delta r = d \sin\theta$, что соответствует сдвигу по фазе

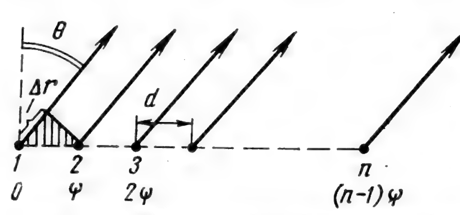


Рис. 11.5. Схема изменения направления излучения в фазируемой решетке

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin\theta. \quad (11.1)$$

Именно такой должна быть разность фаз между соседними вибраторами, чтобы излучение было направлено под углом θ к нормали. Если довольствоваться малыми углами качания, когда синус можно заменить аргументом, то ф-ла (11.1) упрощается и принимает вид

$$\psi \approx \frac{2\pi d}{\lambda} \theta. \quad (11.1a)$$

Управлять фазами в отдельных излучателях можно системой фазовращателей, как это показано на рис. 11.6. Здесь ψ_1 и ψ_2 — фазовращатели, которыми управляют по согласованной схеме для обеспечения последовательного накопления от антенны к антенне фазового сдвига. Если антенны работают в кв диапазоне, то фазовращатели представляют собой применяемую в технике сильных токов конструкцию в виде асинхронного двигателя с заторможенным (находящимся в фиксированном положении) ротором. Статор создает вращающееся магнитное поле и в зависимости от положения ротора в нем наводится напряжение той или иной фазы.

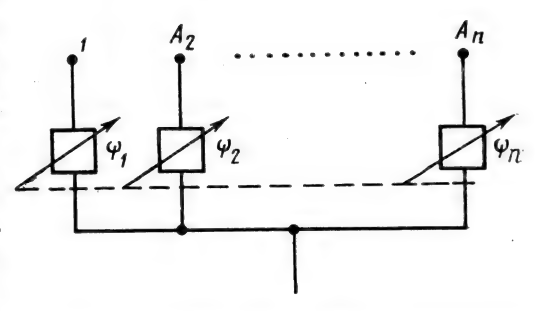


Рис. 11.6. Фазируемая линейка излучателей

В диапазоне сантиметровых волн фазовращатели принимают формы рассмотренных в параграфе 13.4 ферритовых устройств.

В современной технике связи, радиолокации и радионавигации антенны в виде фазируемых решеток (как их теперь принято называть) находят самое широкое применение. Изменяя сдвиг фазы между излучателями, расположенными в одном этаже, можно регулировать направление излучения в горизонтальной плоскости. Изменяя разность фаз между этажами, влияют на направление излучения в вертикальной плоскости. Комбинируя оба метода воздействия на фазу излучателей, легко получить желаемое направление излучения в пространстве. В качестве элементарных излучателей можно применять не только полуволновые вибраторы, но и более сложные, в частности, широкодиапазонные антенны в виде спиралей и т. д.

Интерес, который проявляется в последние годы к фазируемым решеткам, обусловлен тем, что, в отличие от громоздких параболических антенн, обладающих большой инерционностью, направлением излучения решеток, а если надо и формой (шириной) диаграммы направленности, управляют с помощью электронных устройств, т. е. практически мгновенно. Кроме того, в отличие от параболических, линзовых и рупорно-параболических антенн, в фазируемых решетках сравнительно легко достигается синтезирование диаграммы требуемой формы путем подбора нужных значений силы тока и фазы в отдельных излучателях. Наконец, фазируемые решетки допускают многократное использование антенны, в частности, одновременный прием сигналов на нескольких отличных частотах с разных направлений. В многоэлементных антеннах легко решается проблема точности изготовления, в то время как в больших параболических антеннах из-за необходимости выдер-

живать строгие допуски на точность выполнения отражающей поверхности сильно возрастают вес и стоимость антенного сооружения и значительно усложняется их конструкция.

Все эти причины и объясняют повышенный интерес к фазируемым решеткам.

11.4. Многократное использование антенн

Большим преимуществом многоэлементных антенн является принципиальная возможность многократного использования полотна. Под этим понимают возможность одновременного питания с помощью системы фидеров, фильтров и развязывающих устройств целого ряда приемных устройств, работающих на общей или на различных частотах. При этом каждый приемный канал получает определенную, отличную от других каналов, диаграмму направленности. В простейшем случае эти диаграммы направленности являются фиксированными во времени, а в более сложных системах предусмотрена возможность индивидуальной регулировки диаграммы направленности. Понятно, что регулировка диаграммы для одного канала не должна влиять на направленные свойства по другим каналам.

На рис. 11.7 показана простейшая из такого рода направленных антенн. Сама антенна представляет собой линейку излучателей, которые с помощью системы линий задержки и направленных ответвителей соединены со входом n приемников. Эта система позволяет создать для каждого приемника свою неизменную во времени (независимую от других) диаграмму направленности. Направленные ответвители отводят точно калиброванную долю энергии. Первый приемник соединен с антеннами фидерами одинаковой длины. Следовательно, все антенны работают синфазно и главный максимум направлен по нормали к линейке. Со вторым приемником антенны соединены фидерами неодинаковой длины, которая меняется от антенны к антенне по линейному закону. Это вызовет некоторый поворот диаграммы направленности. Для n-го приемника различие в длинах фидеров достигает наибольшего значения и поворот диаграммы относительно нормали здесь максимален.

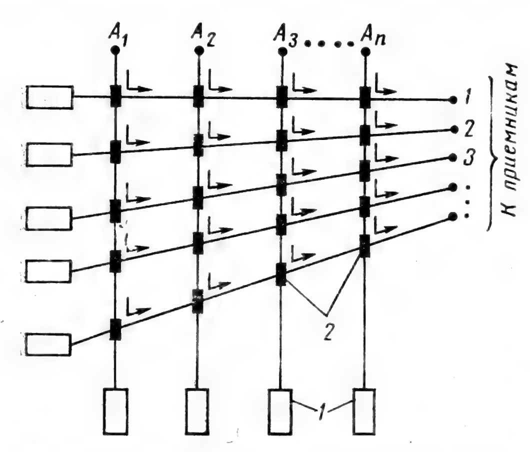


Рис. 11.7. Многократное использование антенной решетки

Отрезки фидеров здесь играют роль фазовращателей, вносящих в каждую цепь фиксированный сдвиг по фазе. Для исключения нежелательных отражений фидеры подсоединены к согласованным нагрузкам.

Более гибкой является система, представленная на рис. 11.8.

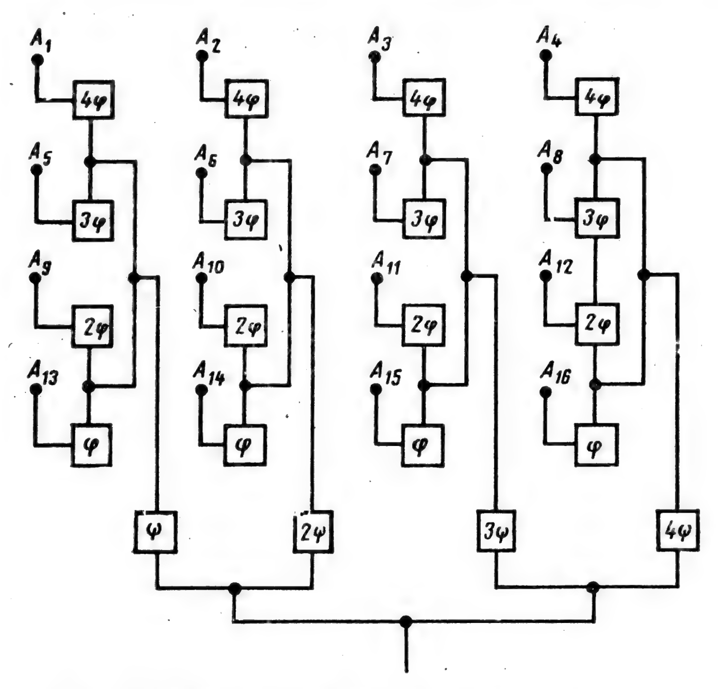


Рис. 11.8. Фазируемая решетка из 16 элементов

Здесь речь идет об антенной решетке типа 4×4. В цепь каждой антенны введены индивидуальные фазовращатели, регулирующие положение диаграммы направленности в вертикальной плоскости (углы сдвига по фазе φ, 2φ, 3φ и 4φ). Положение диаграммы в горизонтальной плоскости регулируется групповым фазовращателем (углы сдвига по фазе ψ, 2ψ, 3ψ и 4ψ). На рис. 11.8 показан один приемный канал. Подключая к антеннам несколько фазовращателей, можно получать требуемые характеристики направленности одновременно для нескольких приемников.

Расположение фазовращателей напоминает схему матрицы:

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix}.$$

Элементы матрицы a_{nm} соответствуют положению (углу поворота) соответствующего фазовращателя. Для получения желаемой характеристики направленности достаточно установить фазовращатели в положения, отвечающие элементам данной матрицы.

Еще более универсальна система рис. 11.9. Эта система осуществляет более сложную обработку принимаемых отдельными ан-

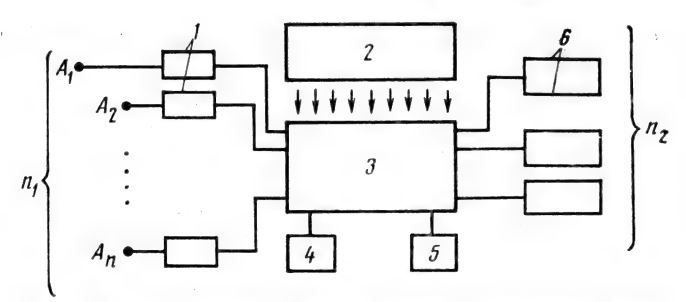


Рис. 11.9. Многократное использование фазируемых решеток:
1 — усилители; 2 — набор фазовращателей; 3 — коммутатор; 4 — блок памяти; 5 — ЭЦВМ; 6 — приемники

теннами сигналов. Подобные антенные системы носят общее название «антенн с обработкой сигнала». Другие методы обработки сигнала описываются в параграфе 11.5.

Антенная система состоит из n_1 отдельных антенн (или n_1 элементов), обычно слабонаправленных и широкополосных, для возможности работы в широком диапазоне частот. Предусматривается возможность выделения n_2 приемных каналов, где n_2 всегда меньше n_1, в каждом из которых можно получать желаемую и управляемую диаграмму направленности на любой частоте в пределах предусмотренного диапазона.

Фидерами равной длины антенны соединяются с широкополосными антенными усилителями. Центральной частью всей системы является антенный коммутатор, позволяющий ввести в цепь приемной антенны любой фазовращатель из имеющихся в магазине. Работой системы управляет ЭЦВМ, содержащая блок памяти, который хранит всевозможные комбинации введения фазовращателей в отдельные цепи приемных устройств. В более совершенных системах такого рода предусмотрена возможность быстрого сканирования отдельных синтезируемых диаграмм направленности.

11.5. Антенны с обработкой сигнала

Уже рассмотренные в параграфе 11.4 антенные системы можно отнести к антеннам, в которых принимаемые сигналы обрабатываются с помощью линейных систем (фазовращателей и направленных ответвителей). Гораздо большие возможности предостав-

ляет применение логических и нелинейных элементов типа перемножителей, устройств возведения в степень и усреднителей.

В качестве примера рассмотрим две из подобных систем. В гл. 4 отмечалось, что с помощью линейных устройств невозможно получить однолепестковую диаграмму направленности с лепестком, охватывающим небольшую часть пространства. Использование логических устройств (даже простейшего типа), способных на двоичную оценку (так называемые логические схемы типа ДА и НЕТ), позволяют получить однолепестковые острые диаграммы направленности.

Для этого применяются две антенны; одна—обычная, с главным лепестком и серией боковых (рис. 11.10*а*), а вторая — ненаправленная, с диаграммой, показанной на рис. 11.10*б*. Уровень приема на ненаправленную антенну должен несколько превышать уровень боковых лепестков. Применяемое логическое устройство решает, отпирать ли приемник, подключенный к основной антенне, если уровень принимаемого на эту антенну сигнала превышает уровень сигнала, принимаемого на ненаправленную антенну. В противном случае приемник запирается. В итоге создается однолепестковая острая диаграмма направленности рис. 11.10*в*.

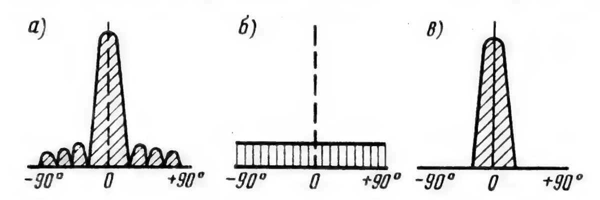


Рис. 11.10. Пример использования антенн с обработкой сигналов для получения однолепестковой диаграммы направленности

Еще большими возможностями обладают корреляционные антенны, которые позволяют заметно повысить направленность антенн ограниченных размеров.

Глава 12

ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ И ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

12.1. Двухпроводные и многопроводные открытые фидерные линии

Обычно передающее и приемное устройства располагаются на некотором удалении от антенн и энергия от передатчика к антенне и от антенны к приемнику передается по фидерным линиям. В случае передающих антенн на фидер возлагаются две задачи: 1) передать по возможности без потерь выработанную передатчиком мощность к антенне и 2) свести к минимуму излучение энергии самим фидером, ибо такое паразитное излучение «испортит» диаграмму направленности антенны и будет источником потерь в самой фидерной линии. В случае приемных антенн необходимо: 1) передать принимаемую антенной энергию ко входу приемного устройства и 2) исключить паразитный прием сигнала на фидер[1]).

Для длинных и средних волн фидеры, как правило, не применяются, а передатчик соединяется с антенной с помощью ввода и антенного снижения. Однако в тех случаях, когда антенна большой высоты значительно удалена от передатчика, в последние годы в качестве фидеров в диапазонах длинных и средних волн также начали применять и коаксиальные линии, рассматриваемые в параграфе 8.3.

Основной областью применения фидерных систем являются короткие волны, а также метровые и еще более короткие волны. Рассматриваемые в этом параграфе открытые фидерные линии применяются только в диапазонах коротких и метровых волн.

Простейшим фидером является открытая двухпроводная линия, которая представляет собой два параллельных провода радиуса r на удалении d друг от друга. Необходимое расстояние между проводами обеспечивается с помощью изоляторов.

Основным параметром фидера является его волновое сопротивление

$$\rho = \sqrt{L_1/C_1},\ \text{Ом}, \qquad (12.1)$$

где L_1 — погонная индуктивность двухпроводной линии в Г/м, а C_1 — погонная емкость в Ф/м.

---

[1]) Это нежелательное свойство фидера получило название антенного эффекта.

Фазовая скорость распространения волн напряжения и тока вдоль линии выражается формулой

$$a = 1/\sqrt{L_1 C_1}, \text{ м/с}. \tag{12.2}$$

В тех случаях, когда линия находится в воздухе, для которого относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon=1$, фазовая скорость практически равна скорости света в пустоте, т. е. $a=c=$ $=3\cdot10^8$ м/с.

Вычисляя по известным формулам C_1 или L_1 и подставляя эти значения в (12.1), для воздушной двухпроводной линии находим:

$$\rho = 120 \ln (d/r) = 276 \lg (d/r), \text{ Ом}. \tag{12.3}$$

Для сведе́ния к минимуму паразитного излучения фидера и его антенного эффекта необходимо сделать минимальной длину фидера и выбрать расстояние d между проводами много меньше длины волны. Только при этом условии излучение одного провода будет компенсировать излучение второго. По этой же причине будет незначителен антенный эффект. Этим объясняется, что открытые двухпроводные фидеры можно применять только на волнах длиннее 1 м.

Если двухпроводная линия нагружена на активное сопротивление $R_к$, которое в общем случае отличается от волнового сопротивления линии ρ, то в линии возникают волны напряжения и тока, определяемые соотношениями:

$$\left.\begin{aligned} U_x &= U_к (\cos kx + \mathrm{i}\, k_1 \sin kx) \\ I_x &= \frac{U_к}{\rho} (k_1 \cos kx + \mathrm{i} \sin kx) \end{aligned}\right\}. \tag{12.4}$$

Здесь $U_к$ — напряжение на нагрузке; x — расстояние, отсчитываемое от конца линии; $k_1=\rho/R_к$ — коэффициент бегущей волны (кбв).

Если $R_к=0$ (короткое замыкание в конце линии), то в линии, как известно, возникают стоячие волны напряжения и тока с пучностью тока и узлом напряжения в конце. При $R_к=\infty$ (разрыв в конце линии) также образуются стоячие волны, но с пучностью напряжения и узлом тока в конце.

В общем случае полное напряжение между проводами, как то следует из ф-л (12.4), определяется выражением

$$U_x = U_к \sqrt{\cos^2 kx + k_1^2 \sin^2 kx}. \tag{12.5}$$

Если $\rho<R_к$, то $k_1<1$ и максимальное напряжение сформируется в точках $x=0$; $x=\lambda/2$ и т. д., а его величина определится выражением $U_{max}=U_к$. Минимум напряжения сформируется в точках $x=\lambda/4$; $3/4\lambda$; $5/4\lambda$ и т. д., а его численная величина $U_{min}=k_1U_к$. Отсюда кбв

$$k_1 = U_{min}/U_{max}. \tag{12.6}$$

Величину, обратную k_1, часто называют коэффициентом стоячей волны (ксв).

Если $\rho=R_к$, т. е. $k_1=1$, то, как известно, в линии возникают чисто бегущие волны напряжения и тока. Действительно, подставляя в первое из выражений (12.4) $k_1=1$, находим $U_x=U_к=\text{const}$.

Входное сопротивление двухпроводной линии, как это следует из тех же ф-л (12.4), определяется выражением

$$Z_{вх}=\frac{U_l}{I_l}=\rho\,\frac{\cos kl+\mathrm{i}\,k_1\sin kl}{k_1\cos kl+\mathrm{i}\sin kl}\,. \tag{12.7}$$

Здесь через l обозначена полная длина линии.

При $k=1$ входное сопротивление линии становится равным волновому, как это непосредственно следует из ф-лы (12.7).

До сих пор мы пренебрегали активным сопротивлением проводов, т. е. не принимали во внимание потерь на джоулево тепло и на излучение. Если обозначить через R_1 распределенное сопротивление линии, выраженное в Ом/м, то коэффициент поглощения линии может быть вычислен по формуле

$$\beta=R_1/\rho,\ \ 1/\text{м}. \tag{12.8}$$

Учитывая, что мощность в данном сечении двухпроводной линии в режиме бегущей волны пропорциональна квадрату напряжения, получаем следующее соотношение между мощностью в конце линии $P_к$ (мощность в нагрузке) и подводимой к линии мощностью $P_н$:

$$P_к=P_н\,\mathrm{e}^{-2\beta l}, \tag{12.9}$$

откуда кпд линии

$$\eta=P_к/P_н=\mathrm{e}^{-2\beta l} \tag{12.9а}$$

или при малых βl

$$\eta\approx 1-2\beta l. \tag{12.9б}$$

В общем случае, если линия не согласована с нагрузкой, то ф-ла (12.9б) принимает вид

$$\eta=1-\beta l\left(k_1+\frac{1}{k_1}\right). \tag{12.10}$$

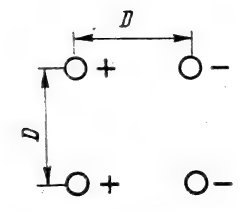


Рис. 12.1. Четырехпроводный фидер (нескрещенный)

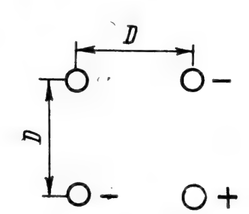


Рис. 12.2. Четырехпроводный фидер (скрещенный)

Для повышения кпд линии наиболее выгоден в фидере режим бегущей волны, когда отсутствуют отражения от конца линии, вся энергия волны переходит в нагрузку.

Помимо двухпроводных открытых линий, в технике связи применяются и четырехпроводные (рис. 12.1 и 12.2).

В первом случае (рис. 12.1) волновое сопротивление

$$\rho = 138 \lg(\sqrt{2} D/r), \text{ Ом}, \tag{12.11}$$

а во втором (рис. 12.2)

$$\rho = 138 \lg(D/\sqrt{2}\, r), \text{ Ом}. \tag{12.12}$$

12.2. Двухпроводные экранированные линии

При переходе к волнам короче 1 м для уменьшения излучения фидера и устранения антенного эффекта двухпроводную линию помещают в металлический экран. Поперечный разрез через такую линию показан на рис. 12.3. Так же, как и в случае открытых

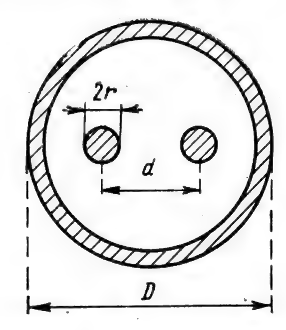


Рис. 12.3. Двухпроводный экранированный фидер

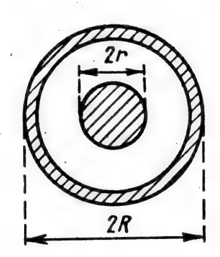


Рис. 12.4. Коаксиальная линия

линий, необходимое расстояние между проводами и экранирующей оболочкой обеспечивается рядом изоляторов.

Однако подобные линии не получили распространения, ибо во всех отношениях проще, надежнее и обладают более высокими параметрами двухпроводные экранированные линии, в которых роль второго провода выполняет внутренняя оболочка цилиндрического экрана. Такие линии получили название коаксиальных.

12.3. Коаксиальные линии и кабели

Поперечный разрез через коаксиальную линию показан на рис. 12.4.

Волновое сопротивление коаксиальной линии

$$\rho = \sqrt{L_1/C_1} = \left(138/\sqrt{\varepsilon}\right) \lg(R/r), \text{ Ом}. \tag{12.13}$$

Здесь ε — среднее значение диэлектрической проницаемости материала, заполняющего пространство между центральным проводником и наружной оболочкой. При сплошной полиэтиленовой изоляции $\varepsilon=2,3$, при комбинированной $\varepsilon=1,1$.

Фазовая скорость распространения волны

$$a = c/\sqrt{\varepsilon}. \qquad (12.14)$$

Минимальное поглощение в коаксиальной линии будет при $R/r=3,6$, в этом случае $\rho=77/\sqrt{\varepsilon}$, Ом. Минимальная напряженность электрического поля у поверхности центрального проводника, а следовательно, и наибольшая электрическая прочность будет при $R/r=e=2,718$.

12.4. Волноводы прямоугольного сечения

Коаксиальные линии хорошо себя зарекомендовали в диапазоне метровых и дециметровых волн. По мере дальнейшего укорочения длины волны, в частности, в диапазоне сантиметровых волн начинают резко возрастать потери в центральном проводе и особенно в материале диэлектрика. В этом диапазоне при большой длине фидера несравненно более подходящими канализирующими системами являются волноводы прямоугольного и круглого сечения.

Прямоугольный волновод представляет собой полую выполненную из меди или латуни (часто изнутри посеребренную) трубу. Широкую сторону сечения в дальнейшем будем обозначать буквой a, а узкую (высоту волновода) — буквой b (рис. 12.5). На этом же рисунке показана используемая в дальнейшем изложении система координат. Координата Z, не показанная на рисунке, направлена вдоль оси волновода.

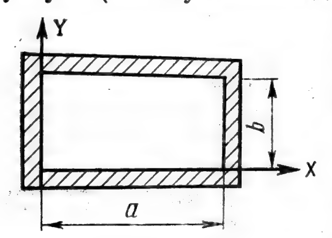


Рис. 12.5. Волновод прямоугольного сечения

В то время как в однородных средах (например, в атмосфере Земли), а также в коаксиальных линиях способны распространяться строго поперечные электромагнитные волны, у которых векторы электрического и магнитного полей перпендикулярны направлению распространения, в волноводах поперечные волны распространяться не могут. Хотя бы одна составляющая — электрическая или магнитная, — кроме поперечной, должна содержать продольную составляющую. В соответствии с этим различают два типа волн в прямоугольных волноводах H_{nm} и E_{nm}. У волны первого типа, т. е. H_{nm}, поперечным является электрическое поле. Магнитное поле этой волны содержит и поперечную и продольную составляющие. Наоборот, у волны E_{nm} поперечным является магнитное поле, а электрическое поле содержит и продольную и поперечную состав-

ляющие. Индекс n указывает число полуволн, укладывающихся по стороне a волновода, а индекс m — число волн, укладывающихся на другой стороне.

В практике используют простейшие типы волн, а особенно часто волны H_{10}. Реже применяются волны H_{20}, E_{11} и E_{12}. В дальнейшем ограничимся рассмотрением структуры поля волны простейшего и наиболее употребительного типа H_{10}.

Распределение поля по осям:

$$\left.\begin{aligned} E_y &= E_m \sin\frac{\pi x}{a}\, e^{i(\omega t - \gamma z)} \\ H_x &= \frac{\gamma E_m}{\omega \mu_0} \sin\frac{\pi x}{a}\, e^{i(\omega t - \gamma z)} \\ H_z &= i\frac{\pi E_m}{\omega \mu_0 a} \cos\frac{\pi x}{a}\, e^{i(\omega t - \gamma z)} \end{aligned}\right\}. \qquad (12.15)$$

Здесь $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м — магнитная проницаемость свободного пространства, а γ — коэффициент распространения, который для волны рассматриваемого типа определяется формулой

$$\gamma = (2\pi/\lambda)\sqrt{1 - \lambda^2/4a^2}. \qquad (12.16)$$

Формулы (12.15) показывают, что волна типа H_{10} содержит только одну поперечную составляющую электрического поля, направленную вдоль оси Y.

Распределение полей изображено на рис. 12.6. На стороне a действительно укладывается одна полуволна, а вдоль стенки b

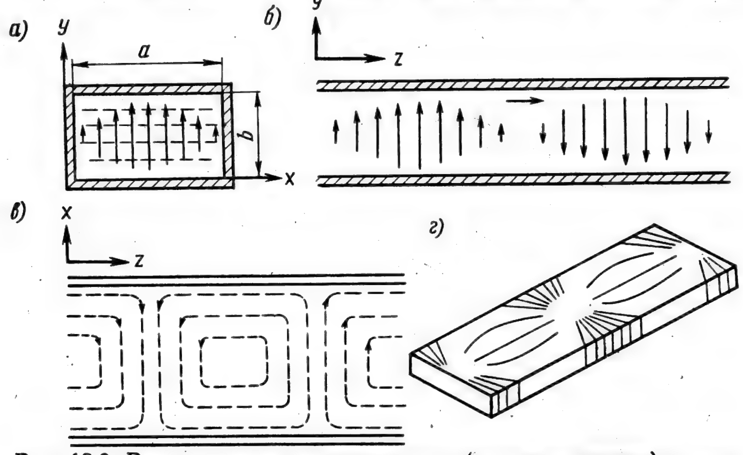


Рис. 12.6. Распределение электрического (сплошные линии) и магнитного (пунктирные линии) полей для волны типа H_{10}

поле не меняется. В силу граничных условий продольные составляющие электрического поля у боковых стенок, которые предполагаются идеально проводящими, должны обращаться в нуль. Это

следует как из первого выражения ф-лы (12.15) (при $x=0$ и $x=a$ E_y обращается в нуль), так и из рис. 12.6. На рис. 12.6*б* показан вид сбоку, а на рис.12.6*в* — вид сверху.

Как следует из ф-л (12.15), волна сможет распространяться вдоль оси Z и переносить энергию только в том случае, если коэффициент γ будет вещественным, иначе говоря, при условии

$$1 > \lambda^2/4a^2 \quad \text{или} \quad \lambda < 2a. \qquad (12.17)$$

Действительно, если это условие не соблюдается, то γ будет величиной мнимой и ее можно представить в виде $\gamma=-i\gamma_0$. Подставляя это значение в первое из выражений (12.15), находим

$$E_y = E\sin\frac{\pi x}{a} e^{i\omega\gamma} e^{-\gamma_0 z}.$$

Это выражение описывает уже не волну, распространяющуюся в направлении оси Z, а экспоненциально убывающее поле. Для волн $\lambda>2a$ волновод является «запредельным», т. е. через него волна не проходит, от него отражается, если волна набегает из волновода с $2a>\lambda$, или волна не возбуждается, если в волноводе с $2a<\lambda$ помещен возбудитель.

Длина волны $\lambda_к=2a$ носит название критической.

Из условия (12.17) непосредственно следует, в чем причина того, что волноводы нецелесообразно применять в дециметровом диапазоне. Скажем, при волне $\lambda=30$ см сторона a должна быть больше 15 см. Волновод в этих условиях приобретает чрезмерно большие поперечные размеры. Наоборот, при $\lambda=3$ см $a\approx1{,}5$ см.

Внутри волновода волны распространяются с фазовой скоростью, превышающей скорость света в пустоте. Фазовую скорость можно найти так: обычное выражение бегущей волны, написанное

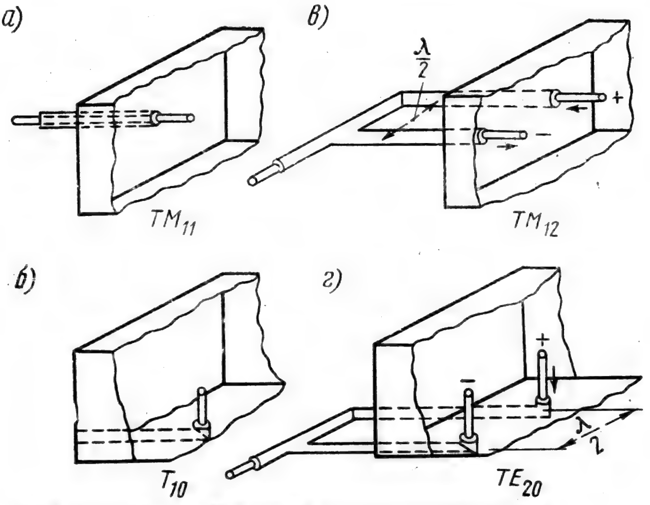


Рис. 12.7. Способы возбуждения волн различного типа

в символической форме, имеет вид

$$e^{i\omega\left(t-\frac{x}{a}\right)}, \qquad (12.18)$$

где a — фазовая скорость распространения волны. Вынося в выражении E_y (12.15) в показателе степени за скобку ω, имеем

$$E_y = A e^{i\omega\left(t-\frac{\gamma}{\omega}z\right)}, \qquad (12.19)$$

где A — коэффициент при экспоненте.

Из сравнения выражений (12.18) и (12.19) находим

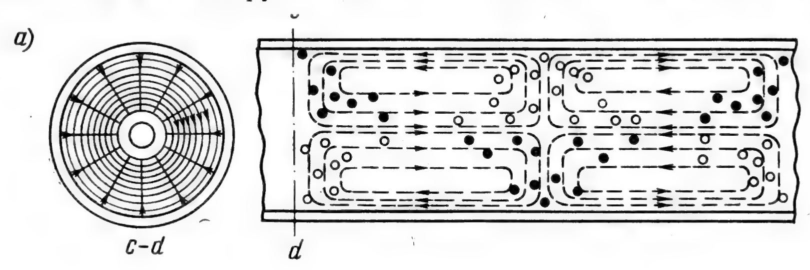
$$a = \frac{\omega}{\gamma} = \frac{2\pi c}{\lambda\gamma} = \frac{c}{\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{4a^2}}}, \qquad (12.20)$$

из которого действительно следует, что $a > c$.

Обычно электромагнитные волны возбуждаются в волноводе с помощью штырей (рис. 12.7), являющихся продолжением центрального провода коаксиальной линии. Штырь должен быть расположен вдоль силовых линий электрического поля, в месте их наибольшей интенсивности.

12.5. Волноводы круглого сечения

В волноводах круглого сечения (рис. 12.8) также могут существовать два типа волн H_{nm} и E_{nm}. Однако индексы n и m здесь, естественно, имеют другое значение: n означает *количество волн,*



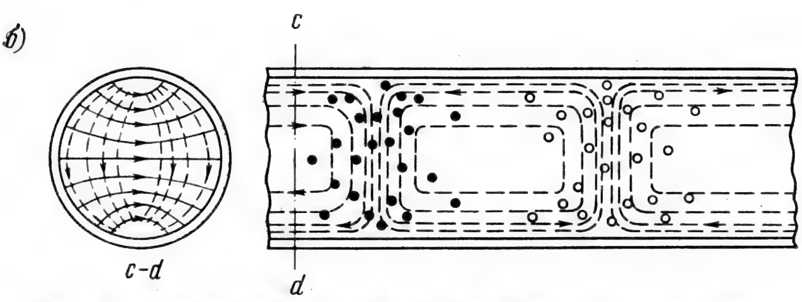


Рис. 12.8. Распределение поля в круглом волноводе для волн типа: *а)* H_{01}; *б)* H_{11}; ———— электрические силовые линии, — — — — — — магнитные силовые линии, ● на наблюдателя, ○ от наблюдателя

укладывающихся по периметру сечения, а m — *количество полуволн* вдоль радиуса. Рассмотрим рис. 12.9. Из рисунка видно, что у волны H_{01} уменьшаются потери по мере роста частоты. Это делает ее особенно пригодной для волноводов круглого сечения в диапазоне миллиметровых волн.

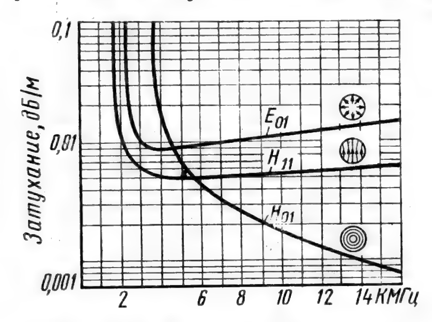


Рис. 12.9. Зависимость коэффициента поглощения от частоты в круглом волноводе для волн типа E_{01}, H_{11} и H_{01}

Интересно отметить, что роль отсутствующего в круглом волноводе центрального провода, который обеспечивает формирование поперечных электромагнитных волн в коаксиальных линиях, в круглых (и, конечно, в прямоугольных) волноводах выполняют продольные составляющие магнитного поля для волн типа H и продольные составляющие электрического поля для волн типа E. Именно эти составляющие обеспечивают образование замкнутых силовых линий магнитного поля в волнах типа H, которые содержат также и поперечные составляющие, присущие поперечному электромагнитному полю.

12.6. Способы согласования фидерных систем с антеннами и со входом приемного устройства

Наиболее выгоден с точки зрения кпд фидера режим бегущей волны. Для его реализации сопротивление нагрузки (входное сопротивление антенны или входное сопротивление приемного устройства) должно быть равным волновому сопротивлению линии. Однако, как правило, этого не бывает и приходится применять специальные согласовывающие устройства.

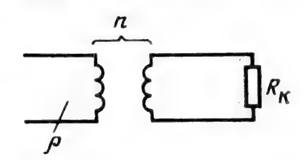


Рис. 12.10. Согласование двухпроводной линии с нагрузкой с помощью трансформатора

Проще всего выполнить условие согласования в двухпроводных открытых фидерных линиях, в диапазоне коротких волн (используя воздушный трансформатор как согласующий элемент, рис. 12.10). Коэффициент трансформации n выбирается из такого расчета, чтобы выполнялось соотношение

$$\rho = R_к/n^2. \qquad (12.21)$$

Однако по мере уменьшения длины волны и перехода к метровым волнам паразитная емкость катушек трансформатора ухудшает его работу и соотношение (12.21) становится трудно выполнимым. По предложению В. В. Татаринова в диапазоне коротких и метровых волн согласование можно осуществить, включив па-

раллельно на определенном расстоянии x от конца нагрузки специально подобранное реактивное сопротивление. Сущность подобного способа согласования заключается в следующем. Из предыдущего известно, что при $R_к \neq \rho$ на линии устанавливается комбинированный режим бегущих и стоячих волн с кбв $k_1=\rho/R_к$. Однако всегда можно найти такое минимальное удаление x от нагрузки, в котором активная часть проводимости этого отрезка будет численно равна волновому сопротивлению ρ.

Действительно, из ур-ний (12.4) следует

$$y_x = \frac{I_x}{U_x} = \frac{1}{\rho}\,\frac{k_1 \cos kx + \mathrm{i}\sin kx}{\cos kx + \mathrm{i}\,k_1 \sin kx},\ \text{См}. \qquad (12.22)$$

Освобождаясь от мнимости в знаменателе и выделяя вещественную и мнимую части, находим

$$y_x = \frac{1}{\rho}\,\frac{k_1}{\cos^2 kx + k_1^2 \sin^2 kx} + \mathrm{i}\,\frac{1}{\rho}\,\frac{(1-k_1^2)\sin kx \cos kx}{\cos^2 kx + k_1^2 \sin^2 kx},\ \text{См}. \qquad (12.23)$$

Удаление x, на котором вещественная часть y_x будет равна $1/\rho$, легко найти из условия

$$\frac{1}{\rho}\,\frac{k_1}{\cos^2 kx + k_1^2 \sin^2 kx} = \frac{1}{\rho}\,.$$

Решая это уравнение относительно x, находим

$$\sin kx = \frac{1}{\sqrt{k_1+1}}\ \text{или}\ \operatorname{ctg} kx = \sqrt{k_1}. \qquad (12.24)$$

В этом сечении линия будет обладать реактивной проводимостью, которая определяется вторым слагаемым (12.23) при условии подстановки в него вместо $\sin kx$ его значения из (12.24). Выполняя эту подстановку, находим

$$b_x = \mathrm{i}\,\frac{1}{\rho}\,\frac{(1-k_1)}{\sqrt{k_1}},\ \text{См}. \qquad (12.25)$$

Если теперь параллельно сечению x включить реактивность, численно равную b_x, но обратную по знаку, то реактивность будет скомпенсирована и общее сопротивление линии в сечении x будет равно волновому. Следовательно, на участке от начала линии до сечения x установится режим бегущей волны. Компенсирующая реактивная проводимость

$$B_ш = -\mathrm{i}\,\frac{1}{\rho}\,\frac{(1-k_1)}{\sqrt{k_1}} = \mathrm{i}\,B_ш,\ \text{См}. \qquad (12.26)$$

Соответствующее сопротивление

$$X_ш = \frac{1}{B_ш} = i\,\frac{\rho\sqrt{k_1}}{(1-k_1)}\,. \qquad (12.27)$$

В диапазоне метровых волн шунтирующее сопротивление проще всего реализовать, подключив в сечении x отрезок короткозамкнутой линии длиной $l_ш$. Реактивное сопротивление такого отрезка

$$i\,X_ш = i\,\rho_ш \operatorname{tg} k\,l_ш,\ \text{Ом}. \tag{12.28}$$

Подставляя сюда значение $X_ш$ из (12.27), находим требуемую длину $l_ш$:

$$\operatorname{tg} kl_ш = \frac{\rho}{\rho_ш}\,\frac{\sqrt{k_1}}{(1-k_1)}\,. \tag{12.29}$$

Если волновое сопротивление $\rho_ш$ компенсирующего отрезка, часто называемого шлейфом, такое же, как и основной линии, то ф-ла (12.29) упрощается, принимая вид

$$\operatorname{tg} kl_ш = \sqrt{k_1}/(1-k_1). \tag{12.29a}$$

Соответствующая схема показана на рис. 12.11.

По такому же принципу осуществляется согласование с нагрузкой в коаксиальных линиях (см. рис. 12.12).

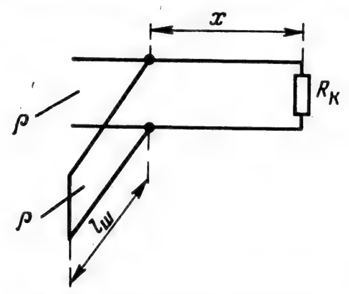


Рис. 12.11. Согласование двухпроводной линии с нагрузкой с помощью короткозамкнутого шлейфа

Этот же принцип применительно к волноводам воплощается несколько иначе. Дело в том, что роль параллельно включаемых

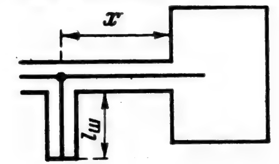
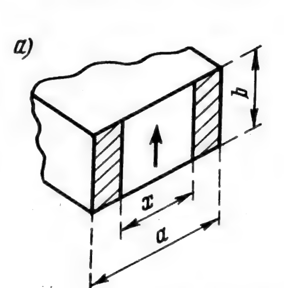
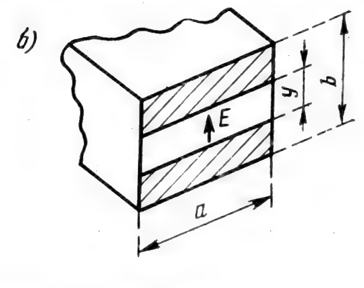
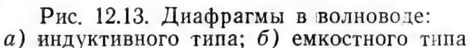


Рис. 12.12. Согласование коаксиальной линии с помощью шлейфа






Рис. 12.13. Диафрагмы в волноводе: *а)* индуктивного типа; *б)* емкостного типа

проводимостей здесь выполняют так называемые диафрагмы. В прямоугольном волноводе различают два вида диафрагм: индуктивную (рис. 12.13*а*) и емкостную (рис. 12.13*б*). Эквивалентное значение емкостной или индуктивной проводимости определяется отношением ширины x или высоты y щели к размерам a или соот-

ветственно b. Таким образом, для осуществления согласования с нагрузкой в волноводе на расстоянии x от нагрузки устанавлива-

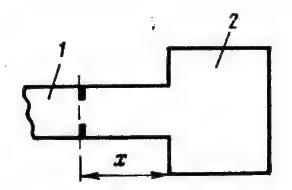
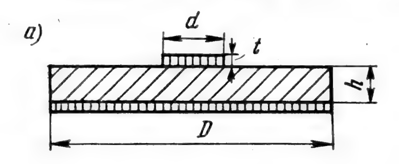


Рис. 12.14. Согласование волновода с нагрузкой с помощью диафрагмы: 1 — волновод; 2 — нагрузка

ется емкостная или индуктивная диафрагма в зависимости от отношения сопротивления нагрузки к волновому сопротивлению волновода (рис. 12.14).

12.7. Полосковые линии

В последние годы в качестве канализирующих систем для диапазона сверхвысоких частот наряду с коаксиальными кабелями и волноводами начали применять полосковые линии. Различают две разновидности такого рода линий (рис. 12.15*а* и рис. 12.15*б*). На



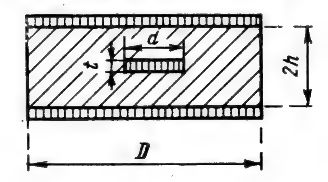


Рис. 12.15. Полосковые линии: *а)* несимметричная; *б)* симметричная

рис. 12.15*а* и *б* вертикальной штриховкой показаны металлические пластины, а косой — диэлектрик.

Несимметричную полосковую линию можно рассматривать в качестве вырожденной формы двухпроводной линии, а симметричную — в качестве вырожденной формы коаксиальной линии. Действительно, если бы пластина D на рис. 12.15*а* имела бесконечно большой размер и обладала свойствами идеального проводника, то, применяя принцип зеркальных изображений, рис. 12.15*а* можно было бы заменить эквивалентной схемой рис. 12.16, т. е. двухпроводной линией из двух пластин «d», разделенных слоем диэлектрика толщиной $2h$. Аналогично, увеличивая беспредельно размер D на рис. 12.15*б*, мы переходим к коаксиальной линии с центральным проводником «d» и бесконечно протяженными боковыми стенками «D».

Обе разновидности полосковых линий принадлежат к категории «полузакрытых» фидерных систем, которые не свободны от эффекта излучения, а следовательно, и от дополнительных потерь за счет излучения. Правда, этот эффект можно снизить, применяя

диэлектрики с высоким значением ε, что позволит сосредоточить электрическое поле в диэлектрике и свести к минимуму эффект излучения. Волновое сопротивление полосковых линий

$$\rho = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{3C_l} \cdot 10^{-8}, \text{ Ом}, \qquad (12.30)$$

где C_l — погонная емкость системы.

Существуют более полные формулы, приводимые в справочниках, учитывающие конечную толщину металлических пластин.

Основное преимущество полосковых линий по сравнению с коаксиальными и волноводными системами заключается в их конструктивной простоте и возможности изготовления хорошо разработанными методами печатной технологии (путем печатания про-

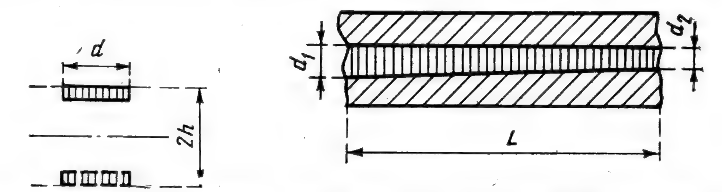


Рис. 12.16. Эквивалентная схема несимметричной полосковой линии

Рис. 12.17. Плавный переход в полосковой линии

водящей краской, фотогравирования и т. д.). В этом отношении полосковые линии очень удобно сопрягать с печатными схемами, используемыми в свч технике.

Все рассмотренные в предыдущем параграфе согласующие и переходные устройства легко распространить на полосковые линии.

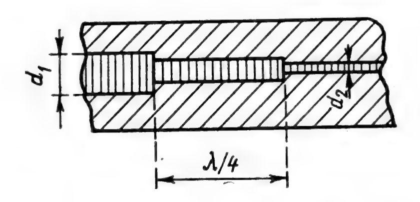


Рис. 12.18. Четвертьволновый переходный трансформатор в полосковой линии

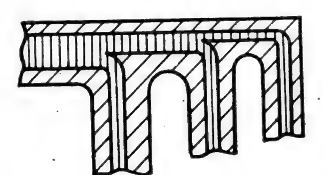


Рис. 12.19. Распределитель мощности в полосковом исполнении

Здесь весьма просто осуществить постепенное изменение волноводного сопротивления (рис. 12.17), четвертьволновый переходный трансформатор (рис. 12.18), распределитель мощности (рис. 12.19), всевозможные переходы от полосковых линий к коаксиальному кабелю и волноводу, наконец, направленные ответвители и кольцевые мосты. Роль диафрагмы волноводов в полосковых линиях играют круглые и прямоугольные отверстия в центральном проводнике.

Глава 13

ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

13.1. Переходные устройства

При применении в антенной технике волноводов часто необходимо перейти от одного типа волновода к другому, например, от волновода меньшего сечения к большему или от прямоугольного волновода к круглому. Заметим, что круглые волноводы по понятным причинам применяются в поворотных механизмах антенн.

Переход от волновода одного сечения к другому, во избежание возникновения в месте стыка нежелательных отражений, осуществляется с помощью плавных переходов (рис. 13.1).

Сложнее осуществить переход от прямоугольного сечения к круглому. Если в прямоугольном и круглом волноводе распространяются волны одного типа (например, H_{10} в прямоугольном волноводе и H_{11} в круглом), то переход может быть осуществлен путем

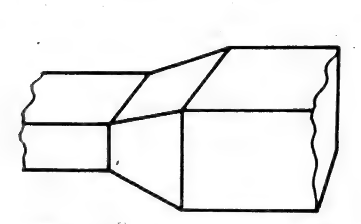


Рис. 13.1. Переходное устройство в волноводе

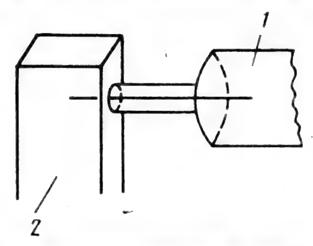


Рис. 13.2. Переходное устройства между прямоугольным и круглым волноводами

1 — круглый волновод; 2 — прямоугольный волновод

постепенного перевода одного сечения в другое, наподобие изображенного на рис. 13.1. В противном случае такой переход осуществляется с помощью промежуточной вставки в виде отрезка коаксиальной линии (рис. 13.2). В оконечную часть прямоугольного волновода вводится поперечный штырь, являющийся продолжением центрального провода коаксиальной линии. Другой конец центрального провода вводится в торец круглого волновода. Так

осуществляется переход от волны H_{10} в прямоугольном волноводе к волне E_{01} в круглом волноводе.

Применяются и другие способы сочленения различных волноводов, например, с помощью щелей, прорезанных в боковых торцевых стенках сопрягаемых волноводов.

13.2. Согласующие устройства

Один способ согласования волновода с нагрузкой, с помощью помещенной на расстоянии x от конца волновода диафрагмы, был описан в параграфе 12.6. Помимо этого метода, недостатком которого является трудность регулировки, вводимой диафрагмами реактивности, широко применяется введение в волновод реактивной проводимости с помощью винта (рис. 13.3). В прямоугольном волноводе с волной типа H_{10} винт вносит емкостную проводимость, определяемую глубиной погружения. Ясно, что этот элемент создает регулируемую в широких пределах проводимость. Для уменьшения отражений от реактивного стержня иногда применяют три таких стержня, как это показано на рис. 13.4. Преимущество трех винтов заключается также в том, что при этом отпадает необходимость устанавливать винт на точном расстоянии x от нагрузки: регулируя степень погружения трех винтов, можно всегда добиться желаемого эффекта.

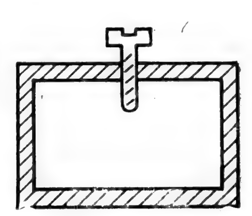


Рис. 13.3. Элемент согласования в виде винта

Весьма гибким согласующим элементом является также двухшлейфный трансформатор в виде двух ответвлений от волновода («тройников», как их в антенной технике называют) с короткозамыкающими, передвигающимися поршнями (рис. 13.5). Хочется обратить внимание читателей на одну деталь. Как известно, электромагнитные волны различных типов распространяются в волноводе

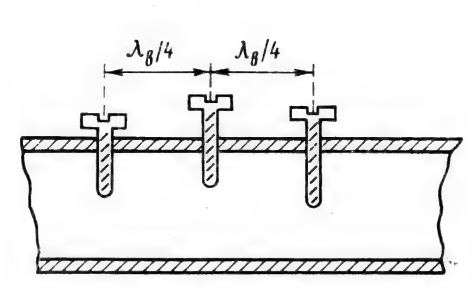


Рис. 13.4. Набор из трех регулировочных винтов

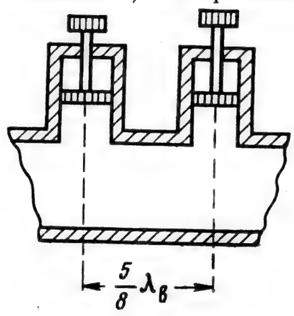


Рис. 13.5. Двухшлейфный трансформатор

с фазовой скоростью $a>c$. Поэтому длина волны в воздухе λ отличается от длины волны $\lambda_в$ внутри волновода. Именно по этой причине на рис. 12.4 и 12.5 применены обозначения длины волны в волноводе в виде $\lambda_в$.

13.3. Диэлектрические пластины в волноводах

В радиолокационных станциях часто необходимо повернуть плоскость поляризации излучаемой антенной волны или превратить распространяющуюся в круглом волноводе плоскополяризованную волну в волну с круговой или эллиптической поляризацией. Эти процедуры проще всего осуществить не в самой антенне, а в питающем антенну круглом волноводе.

Диэлектрическая пластинка, помещенная внутри волновода вдоль его диаметра, превращает плоскополяризованную волну в волну, поляризованную по кругу. На рис. 13.6*а* показано располо-

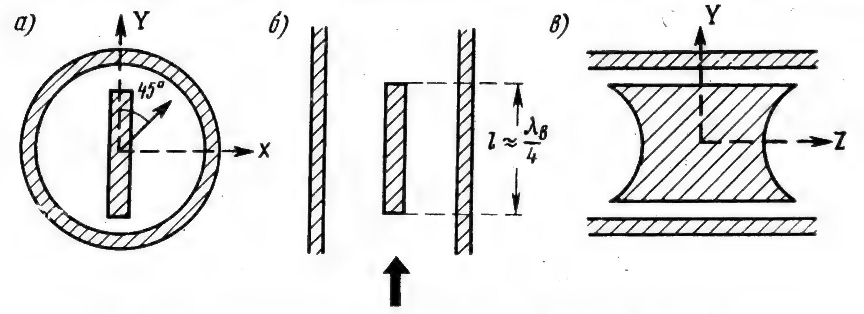


Рис. 13.6. Диэлектрическая пластина в круглом волноводе

жение этой пластинки внутри волновода (поперечное сечение), а на рис. 13.6*б* показан вид сверху на волновод с такой пластинкой. Если в волноводе распространяется волна типа H_{11}, у которой электрическое поле перпендикулярно пластинке, то эта пластинка никак не будет влиять на структуру поля волны. Наоборот, если плоскость поляризации волны параллельна пластинке, то пластинка будет оказывать замедляющее действие. Всегда можно подобрать такую длину пластины (рис. 13.6*б*), при которой фаза волны отстанет на 90° по сравнению с полем, перпендикулярным пластине. Представим теперь, что в круглом волноводе распространяется волна, электрическое поле которой составляет 45° с пластинкой (рис. 13.6*а*). Это поле можно разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие. До прохождения через пластинку эти составляющие находятся в фазе, а именно

$$\left.\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos \omega t \\ E_y &= E_0 \cos \omega t \end{aligned}\right\}, \qquad (13.1)$$

По выходе из пластины составляющая E_y получит дополнительный по сравнению со сдвигом E_x сдвиг фазы на 90° и составляю-

щие могут быть представлены формулами:

$$\left.\begin{aligned} E'_x &= E_0 \cos \omega t \\ E'_y &= E_0 \cos(\omega t - 90^\circ) = E_0 \sin \omega t \end{aligned}\right\}. \qquad (13.2)$$

Суммарное поле

$$E = \sqrt{E'^2_x + E'^2_y} = E_0 = \text{const} \qquad (13.3)$$

постоянно по амплитуде, но будет вращаться вокруг оси волновода. В момент t угол α, который составит результирующее поле с осью X, можно найти из соотношения

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E'_y}{E'_x} = \operatorname{tg} \omega t, \qquad (13.4)$$

откуда $\alpha = \omega t$, т. е. результирующий вектор постоянной амплитуды будет вращаться в поперечном направлении с круговой частотой ω. Такую поляризацию принято называть круговой.

Заметим, что пластинка, вызывающая сдвиг фазы на 90° или изменяющая оптический путь распространения на $\lambda_в/4$, получила название четвертьволновой. Это, однако, вовсе не значит, что длина l должна быть равна четверти длины волны в волноводе.

Если та же пластинка имеет вдвое большую длину l и вызывает изменение фазы на 180° (или оптической длины пути соответствующей составляющей на $\lambda_в/2$), то мы имеем дело с *ротатором*. Ротатор не превращает линейную поляризацию в круговую, а поворачивает на 90° плоскость поляризации волны. Принцип его действия заключается в следующем. Пусть по-прежнему плоскость поляризации волны до пластинки составляет угол 45° с плоскостью пластинки (рис. 13.7*а*). Разложим это поле снова на две составляющие, вдоль пластинки и в перпендикулярном направлении. Если до входа в пластинку векторы составляющих E_x и E_y были направлены вдоль положительных направлений этих осей, как это показано на рис. 13.7*а*, то по выходе из пластинки составляющая E_y изменяется по фазе на 180° и примет положение, показанное на рис. 13.7*б*. Если результирующее поле на рис. 13.7*а* представляло собой вектор E, то по выходе из пластинки результирующий вектор займет положение E', сдвинутое относительно первоначального на 90°. Произойдет как бы зеркальное отражение плоскости поляризации от пластинки.

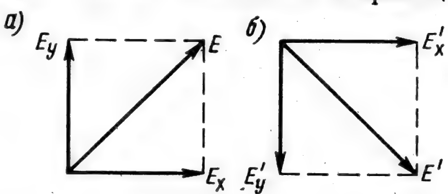


Рис. 13.7. К объяснению принципа действия диэлектрических пластин в волноводе

13.4. Ферритовые элементы в волноводах

Ферритами называют диэлектрики с диэлектрической проницаемостью от 10 до 20 с проводимостью порядка 10^{-7}—10^{-12} См/м, обладающими ферромагнитными свойствами. Их магнитная проницаемость в области сверхвысоких частот меняется от нескольких тысяч до долей единицы. Ферриты изготовляют путем спекания при высоких температуре и давлении хорошо размешанных порошков окислов железа (FeO, Fe_2O_3) и окислов других металлов. По своим механическим свойствам ферриты сходны с керамикой, т. е. допускают распиловку и шлифовку. Даже в диапазоне сантиметровых волн ферриты обладают весьма малыми потерями, что и позволяет применять их в волноводных устройствах.

В отличие от всех ранее рассмотренных элементов волноводного тракта, ферриты в режиме постоянного подмагничивания обладают невзаимными свойствами, например, они пропускают поток энергии в одном направлении и не пропускают в другом. Или при прохождении волны в одном направлении вызывают вращение плоскости поляризации по часовой стрелке, а при прохождении в обратном направлении — против часовой стрелки. Наконец, при прохождении в одном направлении волна претерпевает поворот плоскости поляризации на 180°, а в другом направлении проходит, как в обычном волноводе. Эти свойства, а также и ряд других, позволяют создать весьма компактные и удобные в работе фазовращатели, переключатели, ротаторы (поворачивающие плоскость поляризации на произвольный угол), вентили и другие устройства, широко применяемые в современной антенной технике.

Различают две области применения ферритов: в режимах продольного и поперечного намагничивания. Весьма широко применяется ротатор (иначе поляризатор), являющий собой пример использования продольного намагничивания. В то время, как ротатор в виде полуволновой диэлектрической пластинки позволяет вращать плоскость поляризации только на фиксированный угол, ферритовый ротатор в зависимости от силы проходящего по катушке электромагнита постоянного тока позволяет поворачивать плоскость поляризации на произвольный угол. На рис. 13.8 показан

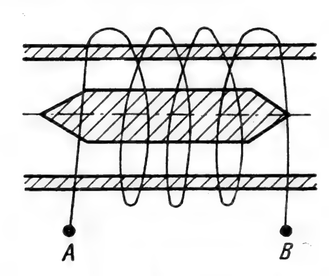


Рис. 13.8. Ферритовый поляризатор

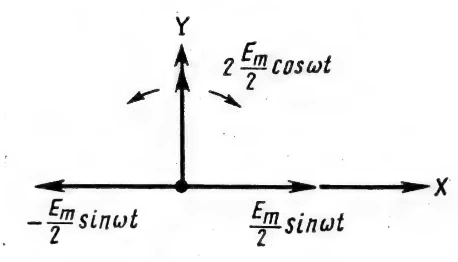


Рис. 13.9. К объяснению принципа действия поляризатора

цилиндрический волновод, вдоль его оси установлен ферритовый стержень. Концам его придана форма конуса для уменьшения отражения волн от краев.

Ротатор использует эффект Фарадея, т. е. явление вращения плоскости поляризации в анизотропных средах под действием внешнего постоянного магнитного поля.

Напомним, что явление Фарадея, открытое им еще в 1846 г., заключается во вращении плоскости поляризации светового луча, распространяющегося в веществе вдоль силовых линий внешнего постоянного магнитного поля. Сущность этого явления заключается в следующем. Плоскополяризованный вдоль оси OY луч $E_y = E_m \cos \omega t$, распространяющийся по оси Z (рис. 13.9), можно представить в виде суммы двух лучей половинной амплитуды, поляризованных по кругу:

$$\left.\begin{aligned} E_{1x} &= \frac{E_m}{2}\sin\omega t; \quad E_{1y} = \frac{E_m}{2}\cos\omega t \\ E_{2x} &= \frac{E_m}{2}\sin\omega t; \quad E_{2y} = -\frac{E_m}{2}\cos\omega t \end{aligned}\right\}, \tag{13.4}$$

вращающихся первый по часовой стрелке, а второй — против. Действительно, при сложении E_1 и E_2 составляющие E_x исчезают и сумма E_{1y} и E_{2y} дает первоначальный луч. Что каждый из лучей E_1 и E_2 представляет собой луч, поляризованный по кругу, было показано в параграфе 13.3 [ф-лы (13.2) и (13.3)].

В отсутствие наложенного магнитного поля оба луча распространяются с одинаковой скоростью и по выходе из вещества вновь образуют плоскополяризованный луч прежней ориентировки. При наложении внешнего постоянного магнитного поля изменяется характер движения электронов в материале феррита под действием поля волны, вследствие чего феррит приобретает свойства анизотропной среды. Анизотропия проявляется, в частности, в том, что скорость распространения правовращающейся компоненты отличается от скорости левовращающейся, поэтому по выходе из феррита плоскость поляризации окажется повернутой относительно первоначального положения на угол

$$\Psi = V l H_0, \tag{13.5}$$

где l — длина феррита, а H_0 — напряженность магнитного поля; V — постоянная, зависящая от свойств вещества и от частоты излучения. Регулируя силу тока в катушке AB (рис. 13.8), можно получить любой угол поворота ψ.

Часто в волноводных устройствах необходимо при неизменной ориентировке плоскости поляризации регулировать фазу электромагнитного поля. Такие устройства получили название фазовращателей. В схеме рис. 13.10 A — два ферритовых прибора, первый из которых превращает плоскополяризованную волну в волну с круговой поляризацией; C — ферритовый ротатор. При подведе-

нии к его входу не плоской волны, а волны, поляризованной по кругу, постоянное магнитное поле не будет поворачивать плоскость поляризации, а изменит только скорость распространения волны, а следовательно, и ее фазу на выходе ротатора. Второй ферритовый элемент A преобразовывает (на основе принципа взаимности) волну, поляризованную по кругу, в плоскополяризованную. В итоге получаем возможность по желанию изменять силу тока в катушке AB и регулировать фазу волны типа H_{11} в круглом волноводе.

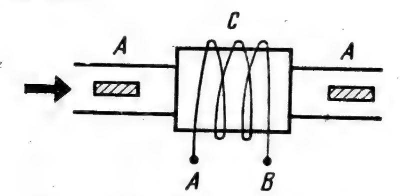


Рис. 13.10. Ферритовый фазовращатель

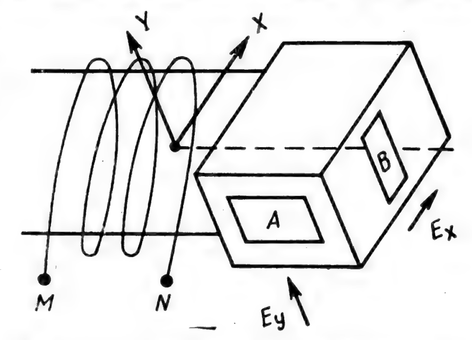


Рис. 13.11. Ферритовый переключатель

Ферритовый ротатор может быть с успехом применен в качестве быстродействующего переключателя, не содержащего механических инерционных деталей. Допустим, что необходимо переключать поток энергии, распространяющийся в круглом волноводе, в один из двух взаимно перпендикулярных прямоугольных волноводов. В конце круглого волновода, в области разветвления, помещается ротатор. Предположим, что в отсутствие тока подмагничивания плоскость поляризации в круглом волноводе составляет 45° с отсчетной плоскостью (рис. 13.11, например, плоскостью XOZ) и ориентирована вдоль направления E_0. Силу тока в подмагничивающей катушке подбирают такой величины, чтобы вектор E_0 сделался бы параллельным оси OX. В этих условиях поток энергии будет проходить в прямоугольный волновод B (ибо электрическое поле будет перпендикулярно длинной стороне прямоугольного волновода) и не будет проникать в волновод A. При изменении направления тока вектор E_0 повернется относительно первоначального положения на 45° в обратном направлении и сделается параллельным оси OY. Поток энергии в этих условиях будет проходить в волновод A, не проникая в B.

Ферритовые переключатели могут быть построены и по другим схемам.

До сих пор рассматривались случаи продольного намагничивания феррита (т. е. вдоль оси волновода). Многообразны применения ферритов, намагничиваемых в поперечном по отношению к оси волновода направлении. Такие ферриты успешно используются и в волноводах прямоугольного сечения, в частности, для создания невзаимных устройств.

Если при распространении вдоль силовых линий постоянного магнитного поля характерным являлось вращение плоскости поляризации, то при распространении радиоволн в поперечном магнитном поле возникает явление двойного лучепреломления. Если поперечное электрическое поле волны составляет угол θ с направлением H_0 магнитного поля (рис. 13.12), то поле можно разло-

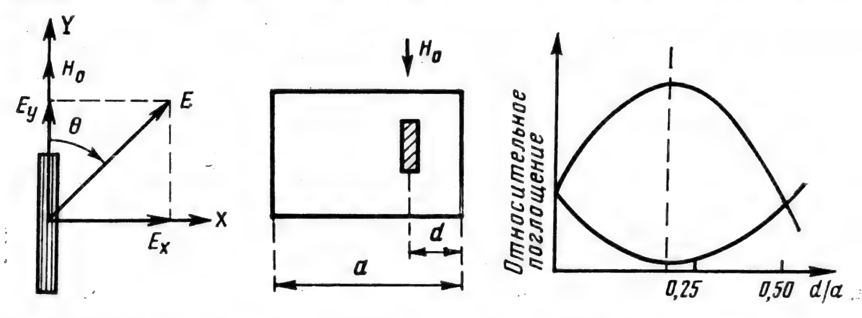


Рис. 13.12. Феррит с поперечным намагничиванием

Рис. 13.13. Ферритовый вентиль

Рис. 13.14. Зависимость поглощения от положения феррита в сечении волновода

жить на поперечную E_x и продольную E_y составляющие. На составляющую E_y магнитное поле влиять не будет, и она будет распространяться так, как если бы ферритовой пластинки не было. Эту волну в оптике называют обыкновенной. Напротив, на поперечную составляющую феррит будет влиять самым существенным образом. Это так называемая необыкновенная волна, которая испытывает повышенное поглощение и распространяется со скоростью, отличной от скорости обыкновенной волны.

Ферриты в постоянном магнитном поле обладают резонансной частотой, при которой особенно сильно поглощается необыкновенная составляющая. Резонансная частота

$$f_0 = 0{,}352\,H_0, \text{ МГц}, \tag{13.6}$$

где H_0 — напряженность постоянного магнитного поля в А/м.

Если ферритовую пластинку поместить в прямоугольном волноводе на удалении d от боковой стенки (рис. 13.13) в поперечном магнитном поле H_0, то в зависимости от отношения d/a эта секция волновода приобретает свойства вентиля: в одном направлении энергия волн будет сильно поглощаться, а в другом — проходить довольно свободно. Разность поглощения в прямом и обратном направлениях может достигать 13—22 дБ. Рассмотрим рис. 13.14, из графика следует, что если ферритовую пластинку поместить в середине волновода, т. е. при $d/a=0{,}5$, то вентильного эффекта не будет. Максимальное вентильное действие возникает при $d/a=0{,}25$.

К числу невзаимных устройств относится также гиратор — элемент, который в одном направлении вызывает дополнительный

сдвиг фазы на 180° по сравнению с распространением в обратном направлении. На рис. 13.15 показан вид сверху на магнитные силовые линии волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе. Существует точка *A*, в которой магнитные силовые линии создают местное поле с круговой поляризацией. Если в эту область поместить поперечно-намагниченную ферритовую пластинку, то для волн, распространяющихся в противоположных направлениях, сдвиг по фазе будет отличаться на 180°.

Заметим, что, помимо невзаимных устройств, к числу которых относятся вентиль и гиратор, на ферритовых элементах можно создать ряд устройств, обладающих свойствами взаимности. К их

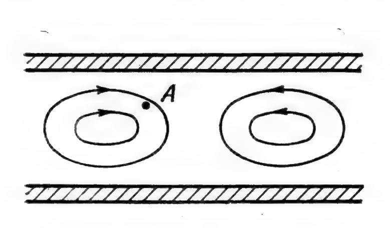


Рис. 13.15. К объяснению принципа действия гиратора

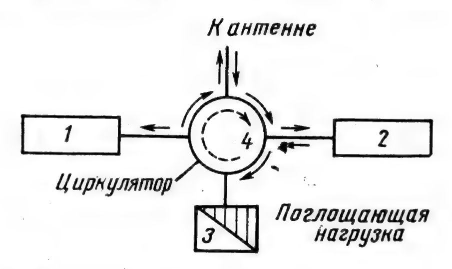


Рис. 13.16. Схема работы циркулятора:
1 — передатчик; *2* — приемник; *3* — поглощающая нагрузка; *4* — циркулятор

числу относятся фазовращатель в виде продольного ферритового подмагничиваемого стержня в прямоугольном волноводе.

Широко применяются в современной технике циркуляторы. Так называются устройства кольцевого типа (в виде волновода или коаксиальной линии), которые обеспечивают движение энергии по кольцу только в одном направлении. Циркулятор позволяет использовать общую антенну для передачи и приема на одной и той же частоте. Схема движения энергии по циркулятору показана на рис. 13.16. Энергия от передатчика попадает только к антенне, а принимаемая антенной энергия — только к приемнику. Отражаемая от входа приемника энергия направляется в поглощающую нагрузку. Подобные свойства достигаются применением ферритовых элементов.

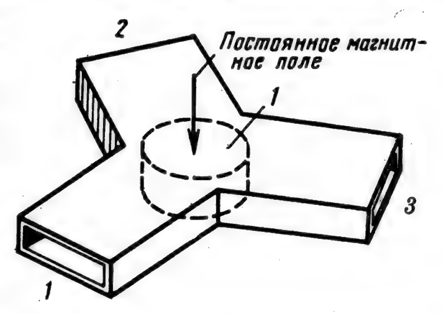


Рис. 13.17. *Y*-образный циркулятор:
1 — ферритовый цилиндр

На рис. 13.17 показан *Y*-образный циркулятор, представляющий собой волноводный тройник с намагниченным ферритовым цилин-

дром в середине. Постоянное магнитное поле создается внешним магнитом. Из плеча *1* энергия поступает только в плечо *2*, из плеча *2* — только в плечо *3*, а из плеча *3* — в плечо *1*. Таким образом, энергия циркулирует в тройнике по направлению 1→2→3→1. Такие циркуляторы обеспечивают развязку между соответствующими плечами на 25—40 дБ. Коэффициент отражения от любого плеча при этом не превосходит 2—10%, в полосе частот порядка ±10%.

Любой циркулятор может работать в качестве быстродействующего переключателя. Для этого достаточно изменить направление постоянного магнитного поля на обратное. При этом энергия от плеча *1* в схеме рис. 13.17 будет направляться уже не к плечу *2*, а к плечу *3*.

Существует большое число других ферритовых элементов, которые подробно описываются в [12, 13, 14].

13.5. Направленные ответвители

Направленные ответвители используются, главным образом, в волноводах передающих устройств, для измерения мощности, проходящей по волноводу, а также для измерения доли отражаемой от нагрузки энергии. Мощность, попадающая в ответвитель, составляет вполне определенную часть мощности, распространяющейся в заданном направлении по основному волноводу, что позволяет с помощью небольшого измерительного прибора определить сколь угодно большой поток мощности, проходящий по основному волноводу.

В направленном ответвителе возникает волна одного направления, что позволяет измерить мощность потока, проходящего в определенном направлении. Рассмотрим рис. 13.18, здесь *А* — основной волновод, по которому в направлении стрелки проходит поток мощности. В ответвитель, связанный с основным волноводом двумя отверстиями, попадает небольшая, но вполне определенная доля энергии (что определяется размером отверстий).

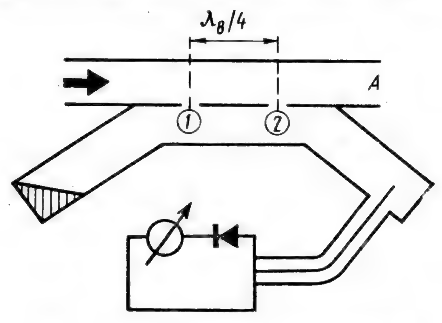


Рис. 13.18. Направленный ответвитель

От отверстия *2* вправо и влево в ответвителе распространяются волны. То же самое происходит у отверстия *1*. Расстояние между отверстиями «*1*» и «*2*» составляет $\lambda_в/4$. Однако в правом направлении эти волны складываются по фазе и создают определенный поток мощности, подходящий к детекторной нагрузке и измерительному прибору. Дело в том, что набег фаз на участке *1—2* одинаков как в основном волноводе, так и в ответвителе.

Наоборот, в левом направлении создаются волны противоположных фаз, так как поле в точке *2* отстает по фазе на 90° по сравнению с полем в точке *1* и столько же теряется по фазе при прохождении пути *2—1* в ответвителе. В итоге обе волны в левом направлении ответвителя компенсируют друг друга. Левый конец ответвителя заполнен поглощающим материалом.

Мы предполагали, что в основном волноводе имеет место режим бегущей волны. Если часть энергии отражается и течет в обратном направлении, то она может быть измерена индикатором, установленным вместо поглотителя энергии в левом конце ответвителя. Направленный ответвитель в таком исполнении превращается в прибор, который способен не только измерить поступающую в антенну мощность, но и определить кбв волновода. Направленные ответвители находят и ряд других применений.

13.6. Волноводные мосты

В передающих устройствах, в радиолокационной технике, а также при радиоизмерениях широко применяются волноводные мосты. Их назначение: сложение мощностей, распределение мощности между двумя каналами, создание коммутирующих схем.

Основной частью волноводных мостов являются волноводные тройники. Соединение под прямым углом двух прямоугольных волноводов, имеющих одинаковые широкие стенки, называется тройником в *E*-плоскости (рис. 13.19). Обращаем внимание на од-

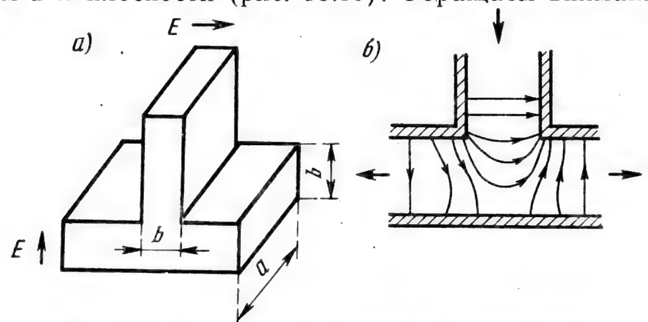


Рис. 13.19. Волноводный тройник в *E*-плоскости:
а) общий вид; *б)* распределение в нем электрических силовых линий волны H_{10}

ну важную особенность: при разветвлении силовых линий электрического поля между волноводами *B* и *A* силовые линии в них оказываются в противофазе.

Наоборот, если тройник сопряжен в плоскости *H*, т. е. общими являются более короткие стенки (рис. 13.20), то электрические силовые линии распределены синфазно.

Одна из наиболее распространенных разновидностей волноводного моста показана на рис. 13.21. Входящие в его состав четыре

тройника работают в плоскости *E*, т. е. соединены между собой длинными сторонами. На рисунке показаны расстояния в длинах волн между отдельными плечами. Если кольцевой мост питается через плечо *1*, то, как видно из рис. 13.19, волны расходятся в на-

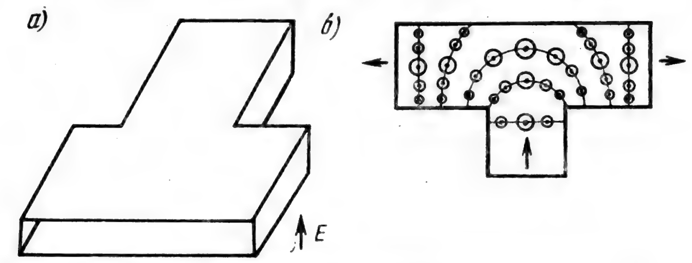
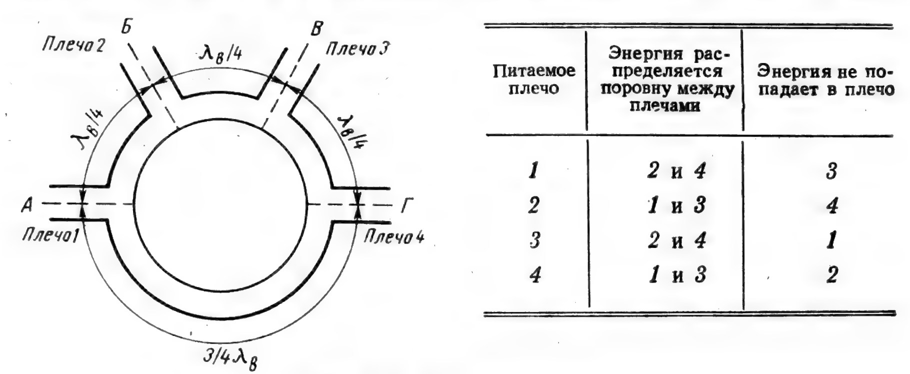


Рис. 13.20. Волноводный тройник в *H*-плоскости:
а) общий вид; *б)* распределение электрического поля в нем

правлениях *I* и *II* в противофазе, проходят одинаковые пути до плеча *4*, и, встречаясь в противофазе, создают поток энергии в этом плече. Также в противофазе они встречаются у плеча *2*, ибо



Питаемое плечо	Энергия распределяется поровну между плечами	Энергия не попадает в плечо
1	*2* и *4*	*3*
2	*1* и *3*	*4*
3	*2* и *4*	*1*
4	*1* и *3*	*2*

Рис. 13.21. Кольцевой мост

волна *I* проходит путь $\lambda_в/4$, а волна *II* — путь $\lambda_в+\lambda_в/4$, что эквивалентно $\lambda_в/4$. Поэтому энергия поступает и во второе плечо. Наоборот, у плеча *3* волны встречаются в фазе, ибо волна *I* проходит до этого плеча путь $\lambda_в/2$, а волна *II* — путь $\lambda_в$. Разность путей составляет половину длины волны, и поэтому энергия в плечо *3* не поступает. Энергия, подводимая к плечу *1*, поровну распределяется между плечами *2* и *4*. Плечи *1* и *3* являются взаимно развязанными. Рассуждая таким же образом в отношении других плеч, можно составить следующую таблицу.

Описания волноводных мостов других типов можно найти в курсах антенно-фидерных устройств [11, 12].

Глава 14

РАЗВИТИЕ АНТЕННОЙ ТЕХНИКИ

14.1. Антенны космических центров

В современной технике наиболее крупные антенные сооружения применяются для управления космическими полетами (антенны космических центров) и в радиоастрономии. На рис. 14.1 показана передающая антенна системы космической связи «Орбита». Облучатель расположен в фокусе параболоида и удерживается в нужном положении четырьмя штангами.

Менее распространен другой способ создания антенн высокой направленности, использующий принцип антенных решеток.

На рис. 14.2 показана антенна дальней космической связи, составленная из восьми параболических антенн, укрепленных на общем основании и вращающихся как одно целое. С точки

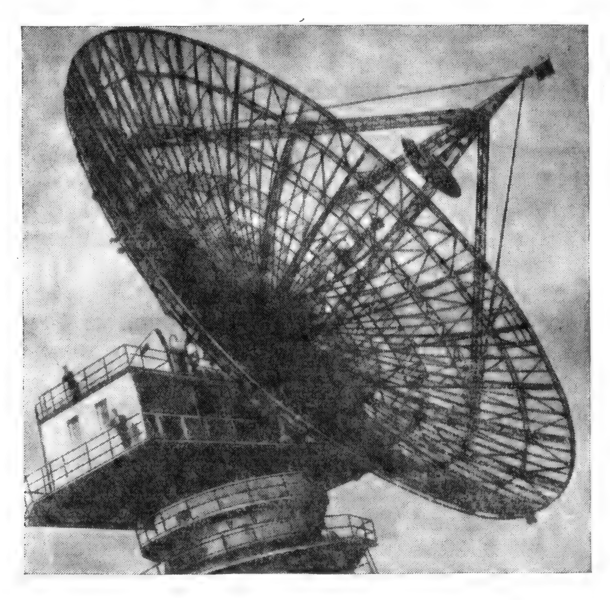


Рис. 14.1. Передающая антенна космической системы связи «Орбита»

зрения относительной простоты устройства, веса и стоимости сооружения такие антенны, составленные из сравнительно простых элементарных антенн, имеют ряд преимуществ по сравнению с гигантскими параболоидами.

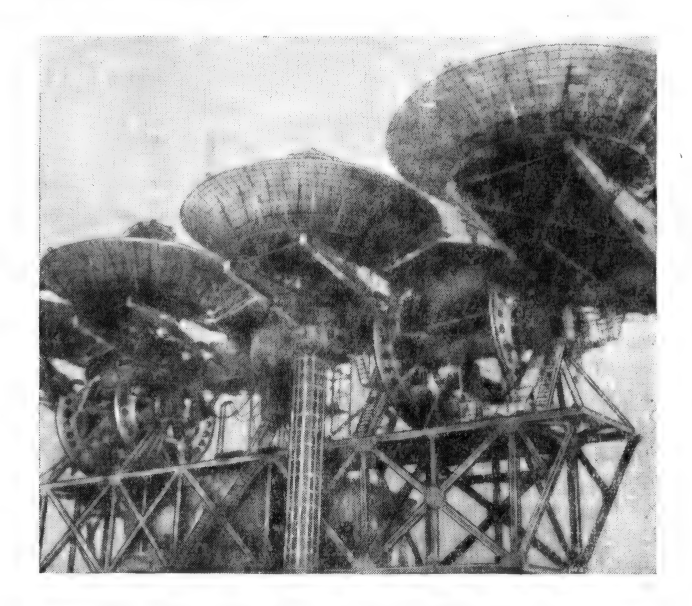


Рис. 14.2. Антенна дальней космической связи

14.2. Антенны оптических линий связи

В последние годы лазерные устройства начинают применяться и в технике связи (в оптических системах связи). В так называемых открытых системах связи когерентные электромагнитные волны оптического диапазона, подобно радиоволнам, распространяются в атмосфере Земли по практически прямолинейным траекториям. Мы говорим практически, ибо под действием атмосферной рефракции путь луча в незначительной степени искривляется. Естественно, что антенны передатчика и приемника должны находиться в пределах прямой видимости. Вследствие высокой направленности антенн в диапазоне оптических частот, даже при небольших размерах апертуры антенн, ширина главного лепестка достигает весьма небольших размеров, что позволяет, в отличие от случая ультракоротких волн, пренебречь влиянием лучей, отражающихся от поверхности Земли.

В параграфе 5.1 было показано, что при равномерном распределении амплитуд и фаз поля в прямоугольной апертуре передающей антенны ширина главного лепестка диаграммы направленности антенны определяется ф-лой (5.7а). Применительно к случаю

круглой апертуры с равномерным распределением амплитуд и фаз эта формула принимает вид

$$\beta \approx 2{,}44\,\lambda/d, \qquad (14.1)$$

где d — диаметр апертуры.

Из (14.1) непосредственно следует, что при $\lambda=1$ мкм и $d=10$ см ширина главного лепестка составляет

$$\beta = \frac{2{,}44\cdot 10^{-6}}{10^{-1}} = 2{,}44\cdot 10^{-5} = 5''.$$

Для получения той же направленности на длине волны 3 см пришлось бы применять антенну диаметром 3 км (!). Из этого численного примера следует, какие огромные возможности возникают в отношении получения очень высокой направленности у антенн оптического диапазона, притом в условиях более чем скромных габаритов.

Вычисляя по ф-ле (1.15) коэффициент направленности оптической антенны с указанными выше размерами и полагая, что коэффициент использования площади составляет $\eta=0{,}8$, находим

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2}A\eta = \frac{4\pi}{10^{-12}}\frac{\pi\cdot 0{,}01}{4}0{,}8 \approx 0{,}8\cdot 10^{11},$$

где A — геометрическая площадь апертуры оптической антенны.

Как всегда, реальные условия работы оптических антенн ограничивают те теоретические возможности, которые, в принципе, могли бы быть достигнуты. Прежде всего, дождь, снег и, особенно, туман сильно ограничивают дальность действия оптических линий связи. Поэтому открытые оптические линии связи мало пригодны для северных районов нашей страны. Наоборот, в южных районах, где атмосферные осадки представляют собой редкое явление, оптические системы связи могут найти широкое применение. Благодаря высокому значению несущей частоты (волна в 1 мкм соответствует частоте в 300 ТГц или $3\cdot 10^{14}$ Гц) по оптическим линиям связи можно передавать практически неограниченные потоки информации, значительно превышающие те, которые в настоящее время передаются по обычным радиорелейным линиям.

Другим ограничивающим фактором является турбулентность нижних слоев атмосферы. Так называют беспорядочные, конечно, невидимые для глаза, вихревые движения воздушных масс. Если скорость ветра или восходящих и нисходящих потоков воздуха превышает некоторое критическое значение, то правильное, почти параллельное поступательное движение воздушных масс нарушается, возникают крупные вихри, постепенно разбивающиеся на более мелкие. Под действием сил вязкости энергия самых мелких вихрей превращается в тепло. К этому и сводятся турбулентные процессы в тропосфере. Под действием вихревых движений возникают локальные (местные) нагревы отдельных элементов тропосферы, что, в свою очередь, приводит к случайным изменениям (флуктуациям) коэффициента преломления. Флуктуации коэффи-

циента преломления тропосферы приводят к таким хорошо известным явлениям, как мерцание звезд и далеких огней, дрожание предметов, наблюдаемых через подымающиеся от нагретой поверхности Земли массы теплого воздуха. Такое же мерцание луча лазера происходит под действием турбулентности, что несколько «размазывает» диаграмму направленности антенн и приводит к колебаниям уровня принимаемого сигнала. Однако даже при учете этих возмущающихся факторов пропускная способность оптических линий связи остается много выше находящихся теперь в эксплуатации систем связи.

Передающие и приемные антенны оптических линий связи представляют собой не что иное, как широко применяемые в астрономии телескопы типа рефракторов. Их назначение — в качестве передающей антенны — превратить узкий пучок параллельных лучей, излучаемых торцом резонатора, в который помещено активное тело лазера, в более широкий пучок параллельных лучей соответственно размерам объектива телескопа. Задача приемной телескопической антенны — обратная: превратить пучок лучей, попадающих на объектив телескопа, в более узкий пучок параллельных лучей в соответствии с поперечными размерами фотокатода. Схематический ход лучей в приемной антенне оптической линии связи представлен на рис. 14.3.

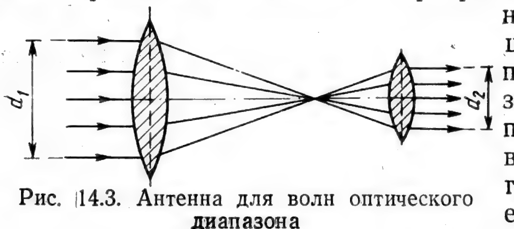


Рис. 14.3. Антенна для волн оптического диапазона

14.3. Применение оптических квантовых генераторов и голографии в антенной технике

Как известно, в антенной технике, особенно при проектировании сложных систем, подобно тому, как это делается в других отраслях науки и техники (например, в кораблестроении), широко применяются методы моделирования. До последнего времени моделирование осуществлялось в диапазоне сантиметровых волн. Однако, если сама проектируемая антенна предназначена для работы в сантиметровом диапазоне, то для моделирования необходимо применять еще более короткие волны. В этом отношении весьма удобным средством моделирования может оказаться когерентное излучение, создаваемое в оптическом диапазоне лазерами (оптическими квантовыми генераторами).

Принцип моделирования заключается в следующем. Из пленки или пластинки с помощью фотографической техники изготовляется плоский транспарант, повторяющий по форме апертуру моделируемой антенны. Оптическая прозрачность пленки меняется по закону (непрерывному или дискретному), который отражает распределение поля в апертуре моделируемой антенны. Регулируя толщи-

ну пленки, можно получить и требуемое фазовое распределение. Полупрозрачный транспарант облучается создаваемой лазером и системой коллиматоров плоской когерентной волной, а на некотором удалении с помощью преобразующей линзы создается плоское изображение пространственной диаграммы направленности, которое легко может быть сфотографировано.

Еще большие возможности открывает применение в антенной технике методов голографии. Для получения голограммы некоторого объекта M этот последний облучается монохроматическим источником света (рис. 14.4). Отраженный от объекта свет попадает на фотографическую пластинку AB, освещаемую одновременно «опорным излучением» от того же когерентного источника. В результате на пластинке создается изображение, которое и носит на-

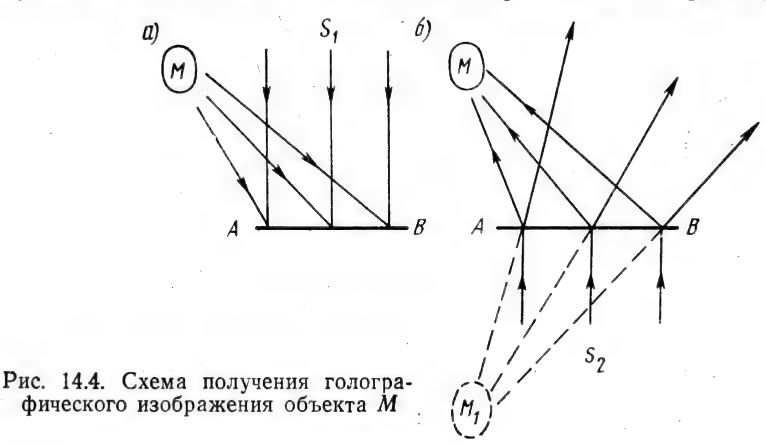


Рис. 14.4. Схема получения голографического изображения объекта M

звание голограммы. Голограмма представляет собой систему дифракционных колец и вовсе не напоминает изображение самого объекта M. Однако если голограмму вновь осветить от того же когерентного источника S_2, то возникают два изображения: действительное M и мнимое M_1. Первое можно сфотографировать, а второе непосредственно рассматривать. Ценность голограммы, в частности, для антенной техники заключается в том, что она содержит в себе информацию не только об амплитуде световой волны, как это имеет место в обычной фотографии, но и о ее фазе.

Голографическое изображение можно получать не только с помо-

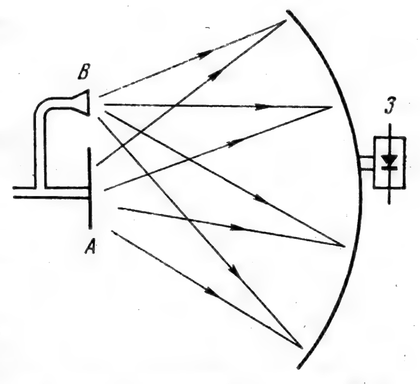


Рис. 14.5. Получение голограмм в свч диапазоне для определения диаграммы направленности в дальней зоне:

A — апертура исследуемой антенны; B — устье волновода, создающего опорный сигнал; $З$ — зонд

щью оптического когерентного излучения, но и непосредственно в сантиметровом диапазоне волн. Ценность голографических методов заключается в том, что они позволяют по измерениям, проведенным в зоне Френеля (т. е. на небольших расстояниях от антенны), восстановить форму диаграммы направленности на больших расстояниях, где непосредственные измерения практически невозможны.

На рис. 14.5 показан способ получения свч голограммы в зоне Френеля. По данным измерений изготовляется голограмма, которая помещается в специальную оптическую систему, на выходе которой возникает фотография диаграммы направленности на большом удалении от антенны.

14.4. Пути развития антенной техники

Несомненно, что антенны современных передающих и приемных устройств существенно отличаются от антенн, применявшихся двадцать или тридцать лет назад не только по своему внешнему виду, но и по своим качественным показателям, по эффективности работы.

Пожалуй, менее всего изменились по своему облику передающие антенны диапазона длинных и сверхдлинных волн. Они попрежнему представляют собой более или менее сложную систему проводов, закрепленную на нескольких мачтах.

Однако уже передающие антенны средневолновых вещательных станций существенно отличаются от применявшихся ранее, они обычно представляют собой антенну-мачту, опирающуюся на гигантский изолятор. Часто нижняя часть башни экранируется проволочной сеткой для получения необходимой формы диаграммы направленности в вертикальной плоскости.

Нам не раз приходилось отмечать, что антенны в диапазоне дециметровых и более коротких волн в большей степени походят на акустические или оптические конструкции, чем на радиотехнические.

Что же касается основных технических характеристик, то развитие и совершенствование антенных устройств, по-видимому, будет идти по пути повышения коэффициента полезного действия, увеличения широкополосности, создания антенн с низким уровнем боковых лепестков и с небольшим излучением в обратном направлении.

Далее следует остановиться на одной интересной особенности эволюции антенн в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн, в которой явно проявляются диалектические законы развития. Если в первые годы применения антенн этого диапазона для получения высокой направленности применялись решетки, составленные, как правило, из полуволновых вибраторов в качестве элементарных излучателей, помещенных в узлах решетки, то в последующем конструкторы антенн явно стали предпочитать им антенны апертурного типа, а именно, параболические, рупорно-параболиче-

ские, линзовые и др. Однако в антеннах такого типа очень трудно синтезировать диаграмму направленности нужной формы. Направление излучения в пространстве может быть изменено только механически вращением в двух плоскостях антенны в целом или (при изменении направления излучения в небольших пределах) перемещением или вращением облучателя.

По этой причине апертурные антенны с изменяемым направлением излучения приобретают сложную механическую конструкцию. Они обладают большой инерционностью, вследствие чего направление излучения изменяется сравнительно медленно. Кроме того, при излучении больших мощностей возникают опасные перенапряжения.

Все это заставило конструкторов антенн вновь обратиться к решеткам, однако более высокой степени совершенства, а именно к фазируемым решеткам. В антеннах этого типа имеется возможность с помощью быстродействующих электронных устройств регулировать фазу, а иногда и силу тока в отдельных элементарных излучателях, что позволяет, с одной стороны, легко синтезировать нужную форму диаграммы направленности, а с другой — почти мгновенно изменять направление излучения.

Если в передающих антеннах этого типа в ветви питания отдельных излучателей включать мощные усилители, то легко решается проблема излучения больших мощностей без опасения вызвать в антеннах опасные перенапряжения.

Наконец, весьма заманчивы перспективы в отношении совершенствования антенн с обработкой сигналов, рассмотренных в общих чертах в гл. 10. Здесь возможно на основе применения нелинейных элементов в цепях питания антенн получать характеристики, недостижимые в «линейных» антенных системах. В самые последние годы наметилась тенденция использовать нелинейные элементы приемного устройства, осуществляющих преобразование или усиление сигнала, в качестве звеньев антенной системы. Тем самым удается существенно улучшить технические показатели приемного устройства в целом.

Совершенно новую страницу в антенной технике открывает применение методов когерентной оптики и голографии для моделирования антенных систем и восстановления формы диаграммы направленности на больших удалениях от излучателя. Сущность этих методов была кратко описана в параграфе 14.4.

Таковы в общих чертах намечающиеся пути развития антенной техники на ближайшие годы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бренев И. В. Изобретение радио А. С. Поповым. М., «Советское радио», 1965.
2. Грудинская Г. П. Распространение радиоволн. М., «Высшая школа», 1967.
3. Кочержевский Г. Н. Антенно-фидерные устройства. М., «Связь», 1968.
4. Надененко С. И. Антенны. М., Связьиздат, 1961.
5. Фрадин А. З. Антенны сверхвысоких частот. М., «Советское радио», 1957.
6. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. М., Связьиздат, 1957.
7. Кюн Р. Микроволновые антенны. Перевод с немецкого. Под ред. М. П. Долуханова. Л., «Судостроение», 1967.
8. Трусканов Д. М. Развитие техники телевизионных передающих антенн. В сб. «Антенны» под ред. А. А. Пистолькорса, вып. 2. М., «Связь», 1967.
9. Антенны эллиптической поляризации. Сборник переводов. ГИЛ, 1967.
10. Пистолькорс А. А. Проблема синтеза антенн. Сборник «100 лет со дня рождения А. С. Попова». АН СССР, 1960.
11. Теория линий передачи сверхвысоких частот. М., «Советское радио», 1951.
12. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. М., Госэнергоиздат, 1963.
13. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М., Госэнергоиздат, 1963.
14. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1960.
15. Антенные решетки. М., «Советское радио», 1966.
16. Butler J., Lowe R. Beam—forming matrix simplifies design of electronically scanned antennas. Electronics Design, vol. 9, № 8, 1961.
17. Ланге Ф. Корреляционная электроника. Л., Судпромгиз, 1963.
18. Бахрах Л. Д., Владимирова О. Н., Курочкин А. П., Соболев Г. А. Фридман Г. Х. Применение методов когерентной оптики и голографии к задачам антенной техники и обработки информации. В сб. «Антенны» под ред. А. А. Пистолькорса, вып. 2. М., «Связь», 1967.

НОВЫЕ КНИГИ

Человек вышел в космос, человек осваивает морские глубины, всюду вне земной колыбели он оказывается в условиях, резко отличающихся от привычных. Для успешного освоения новых сред необходимо поддерживать речевую связь в группах или сообществах людей, штурмующих неведомые пространства. Именно поэтому значительный интерес представляет готовящаяся к печати в издательстве «Связь» книга **«Речевая связь в искусственных атмосферах»** авторов Б. И. Петленко, Л. С. Бутырского. Книга невелика по объему (10 л.), но тем не менее исчерпывающе знакомит читателя с удивительно интересными проблемами. В книге рассматриваются свойства речевых сигналов и технические решения проблемы их восстановления при глубоководных погружениях и космических полетах.

Книга будет интересна акустикам, психологам, лингвистам, физиологам и просто любознательным читателям.

Марк Павлович Долуханов

АНТЕННЫ ИЗЛУЧАЮТ!

Отв. редактор *А. З. Фрадин*
Редактор *В. Л. Черняк*
Художник *С. А. Киреев*
Техн. редактор *Г. И. Шефер*
Корректор *В. С. Евдокимова*

Сдано в набор 26/IX 1972 г.
Подписано в печ. 22/XI 1972 г.
Форм. бум. 60×90/16 9,0 печ. л.
9,0 усл.-п. л. 8,72 уч.-изд. л.
Т-16757 Тираж 20 000 экз.
Зак. изд. 15941 Цена 45 коп.
Издательство «Связь», Москва-центр, Чистопрудный бульвар, 2

Типография издательства «Связь» Государственного комитета Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
Москва-центр, ул. Кирова, 40. Зак. тип. 388

Цена 45 коп.

Издательство «Связь»